



TAMPEREEN TEKNILLINEN YLIOPISTO

**MIKI TAVAST**  
**KAVITEETIN VAIHESIIRTOON PERUSTUVA HEIJASTUS-**  
**MITTAUS**

Diplomityö

Tarkastaja: TkT Tomi Leinonen  
Tarkastaja ja aihe hyväksytty  
Luonnontieteiden tiedekuntaneuvoston  
kokouksessa 15.1.2014

# TIIVISTELMÄ

TAMPEREEN TEKNILLINEN YLIOPISTO

Teknis-luonnontieteellinen koulutusohjelma

**TAVAST, MIKI: Kaviteetin vaihesiirtoon perustuva heijastusmittaus**

Diplomityö, 48 sivua, 8 liitesivua

Toukokuu 2014

Pääaine: Teknillinen fysiikka

Tarkastaja: TkT Tomi Leinonen

Avainsanat: Heijastusmittaus, CAPS, DBR

Puolijohdepeilejä kehitettäessä on oleellista pystyä mittaamaan peilien heijastavuus erittäin tarkasti. Optisille peileille tehtävät tarkat heijastusmittaukset voivat kuitenkin olla erittäin haastavia, kun heijastavuus lähenee sataa prosenttia. Tässä työssä perehdyttiin kaviteetin vaihesiirtoon perustuvaan heijastusmittausmenetelmään (*engl. cavity phase-shift method, CAPS*). Lisäksi työssä rakennettiin kyseinen mittausjärjestelmä ja suoritettiin mittauksia sekä kaupallisille laserpeileille että puolijohdepeileille.

Laserpeilien toiminta perustuu yleisesti Braggin peilin (*engl. distributed Bragg reflector, DBR*) toimintaperiaatteeseen. Näitä peilejä käytetään muun muassa pintaemittioivissa puolijohdekiekkolasereissa (*engl. semiconductor disk lasers, SDLs*). DBR-peilit koostuvat periodisesta rakenteesta, jossa on vuoronperään korkea- ja matalataitekertoimisia ohutkalvoja. Näiden kerrosten optinen paksuus on neljannes maksimiheijastuksen aallonpituudesta. Kerrosparien lukumäärän kasvaessa DBR-peilin heijastus lähenee sataa prosenttia. Pintaemittioivien puolijohdelaserien valmistuksessa DBR-kerrosparien lukumäärän optimointi on tärkeää, koska jokainen kerrospari aiheuttaa rakenteeseen ylimääräistä jännittyneisyyttä, joka voi myöhemmin purkautua kidevirheiden kautta. Kerrosparit aiheuttavat myös lämpövastusta ja siten pienentävät laserin maksimitehoja.

Kaviteetin vaihesiirtoon perustuvan heijastusmittausmenetelmän esitteli ensimmäistä kertaa Herbelin vuonna 1980. Tässä työssä käytetään modifioitua järjestelmää, joka koostuu edullisemmista komponenteista ja on toteutukseltaan yksinkertaisempi. Mittausjärjestelmän toiminta perustuu kahdesta tai useammasta peilistä muodostettuun kaviteettiin. Kun amplitudimoduloitu lasersäde ohjataan kaviteetin optiselle akselille, niin modulaatio kokee vaihesiirron johtuen fotonien äärellisestä elinajasta kaviteetissa. Mittaamalla vaihesiirron suuruus, pystytään määrittämään fotonien elin aika kaviteetissa, joka on liittyä suoraan kaviteetissa tapahtuvien häviöiden määrään. Olettaen, että kaviteetin häviöt johtuvat lähinnä peilien läpäisevyydestä, voidaan tästä johtaa kaviteetin muodostamien peilien kokonaisheijastavuus. Puolijohdepeileille, joka koostui 26:sta AlAs/GaAs-peiliparista, mitattiin heijastavuudeksi 99.97 %, simuloidun tuloksen ollessa 99.95 %.

# ABSTRACT

TAMPERE UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

Master's Degree Programme in Science and Engineering

**TAVAST, MIKI : Cavity phase-shift method for absolute reflectance measurements**

Master of Science Thesis, 48 pages, 8 Appendix pages

May 2014

Major: Technical Physics

Examiner: PhD Tomi Leinonen

Keywords: Reflectance, CAPS, DBR

Precise absolute reflectance measurements are important for the characterization and development of high reflective Distributed Bragg Reflectors (DBRs). These mirrors are used in a wide variety of optoelectronic devices, including Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Lasers (VECSELs). DBR mirrors consist of a periodic stack of layers of quarter-wavelength optical thickness. A large number of periods allows one to reach reflectance close to unity. However, the precise measurements of the high reflectance are challenging. In VECSELs, accurate measurements are desirable for the optimization of the number of the periods in DBR due to the compressive strain introduced by the multiple DBR layers. Also, less DBR periods increase the heat transfer from the gain region of the VECSELs allowing higher maximum power.

The Cavity Phase-Shift (CAPS) method was first introduced by Herbelin et. al. In this study, we use a modified experimental setup introduced by Mogg et. al. In the modified CAPS method an amplitude-modulated laser beam is passing through an optical resonator which consists of two mirrors. Due to a finite photon lifetime in the resonator, the modulated laser beam will suffer a phase-shift. By measuring this phase-shift, we can determine the effective photon lifetime, which is directly related to the sum of the losses in the resonator. Considering that the losses are due to the finite reflectance of the mirrors, one can determine the reflectance of the mirrors.

Due to the high reflectivity of the mirrors, the signal to be measured is relatively weak and the amount of noise is significant. In our study, we used a computer assisted measuring to collect enough data points ( $> 4000$ ) to average the effect of noise out. For the DBR mirror consists of 26 AlAs/GaAs periods, we measured the reflectivity of 99.97 % while simulations by the Essential Macleod program give the reflectivity of 99.95 %.

## ALKUSANAT

Tämä diplomityö on tehty Tampereen teknillisen yliopiston Optoelektroniikan tutkimuskeskuksessa. Haluan kiittää Emeritusprofessori Markus Pessaa ja ORC:n johtajaa TkT Pekka Savolaista mahdollisuudesta työskennellä ORC:lla viimeisten viiden vuoden ajan.

Haluan kiittää työni tarkastajaa ja ohjaajaa TkT Tomi Leinosta hyvistä neuvoista diplomityöni eri vaiheissa sekä avusta mittausjärjestelmää koskevien ongelmien ratkaisemisessa. Lisäksi haluan kiittää mittausjärjestelmän suunnitteluun ja toteuttamiseen osallistuneita TkT Antti Härköstä ja tekn. kand. Joel Salmea. Haluan kiittää myös TkT Lasse Orsilaa mittauslaitteiston lainaamisesta sekä avusta LabVIEW-ohjelman tekemisessä. Ohjelmointiin liittyvästä avusta haluan kiittää myös tekn. kand. Antti Ahoa. Kiitos myös kaikille muille, jotka ovat joutuneet vastaamaan lukuisiin kysymyksiini.

Kiitos kuuluu myös koko ORC:n tutkimusryhmälle ja henkilökunnalle kannustavan työilmapiirin luomisesta.

Lopuksi haluan kiittää perhettäni ja ystäviäni antamastanne tuesta opiskelujeni aikana. Erityisesti haluan kiittää kihlattuani Katariina Vuokkoa valtavasta tuesta ja kärsivällisyydestä diplomityöni aikana.

Tampereella 23.5.2014,

Miki Tavast



# SISÄLLYS

1. Johdanto . . . . .	1
2. Puolijohdepeilien teoria . . . . .	4
2.1 Puolijohteet ja niiden ominaisuudet . . . . .	4
2.1.1 Seostetut puolijohteet . . . . .	6
2.1.2 Pn-liitos . . . . .	6
2.1.3 Puolijohteiden epikasvatus ja kalvojen jännittyminen . . . . .	7
2.1.4 Puolijohdelaserit . . . . .	10
2.2 Braggin peilin toimintaperiaate . . . . .	11
2.3 Puolijohdepeilit . . . . .	12
3. Kaviteetin vaihesiirtoon perustuva mittausmenetelmä . . . . .	16
3.1 Mittausjärjestelmän teoria . . . . .	16
3.2 Mittausjärjestelmä . . . . .	20
4. Mittausjärjestelmän käyttöönotto . . . . .	25
5. Mittaustulokset . . . . .	33
6. Tulosten tarkastelu . . . . .	38
7. Yhteenveto . . . . .	40
Lähteet . . . . .	42
A.LabVIEW-ohjelma . . . . .	49
B.MATLAB-ohjelma . . . . .	54

# LYHENTEET JA SYMBOLIT

## Lyhenteet

AC	Vaihtovirta ( <i>engl. alternating current</i> )
AlAs	Alumiiniarsenidi; puolijohdeyhdiste, joka sisältää alumiinia ja arseenia
AlAsSb	Alumiiniarsenidiantimoni; puolijohdeyhdiste, joka sisältää alumiinia, arseenia ja antimonia
AlGaInAs	Alumiinigalliumindiumarsenidi; puolijohdeyhdiste, joka sisältää alumiinia, galliumia, indiumia ja arseenia
Au	Alkuaine kulta
CAPS	Kaviteetin vaihesiirtoon perustuva heijastusmittaus menetelmä ( <i>engl. cavity phase-shift method</i> )
DBR	Braggin peili ( <i>engl. distributed Bragg reflector</i> )
EEL	Reunaemittova puolijohdelaser ( <i>engl. edge-emitting laser</i> )
FCC	Pintakeskeinen kuutiollinen hilarakenne ( <i>engl. face centered cubic</i> )
FM	Kääntöpeili ( <i>engl. flip-up mirror</i> )
FSR	Seisovien aaltojen välinen vapaa matka optisessa resonaattorissa ( <i>engl. free spectral range</i> )
GaAs	Galliumarsenidi; puolijohdeyhdiste, joka sisältää galliumia ja arseenia
GaInAsN	Galliumindiumarseninitridi; puolijohdeyhdiste, joka sisältää galliumia, indiumia, arseenia ja typpeä
GaInAsP	Galliumindiumarsenidifosfidi; puolijohdeyhdiste, joka sisältää galliumia, indiumia, arseenia ja fosforia
GaSb	Galliumantimoni; puolijohdeyhdiste, joka sisältää galliumia ja antimonia
Ge	Alkuaine germanium
InP	Indiumfosfidi; puolijohdeyhdiste, joka sisältää indiumia ja fosforia
LPE	Nestefaasiepitaksia ( <i>engl. liquid phase epitaxy</i> )
MBE	Molekyyлисuihku epitaksia ( <i>engl. molecular beam epitaxy</i> )
MOCVD	Metalli-orgaani-kemiallinen kaasufaasipinnoitusmenetelmä ( <i>engl. metal-organic chemical vapour deposition</i> )
ND	Aallonpituusriippumaton -suodin ( <i>engl. neutral density filter</i> )
Ni	Alkuaine nikkeli
PL	Fotoluminesenssi ( <i>engl. photoluminescence</i> )
PSD	Vaiheherkkä ilmaisu ( <i>engl. phase-sensitive detection</i> )
Pt	Alkuaine platina
QD	Kvanttipiste ( <i>engl. quantum dot</i> )

QW	Kvanttikaivo ( <i>engl. quantum well</i> )
SB	Heijastuskaista ( <i>engl. stop-band</i> )
SDL	Puolijohdekiekkolaser ( <i>engl. semiconductor disk laser</i> )
Si	Alkuaine pii
SiO <sup>2</sup>	Piidioksidi; yhdiste, joka sisältää piitä ja happea
SK	Stranski-Krastranov -kasvumoodi
Ti	Alkuaine titaani
VCSEL	Pintaemittioiva puolijohdekiekkolaser ( <i>engl. Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser</i> )
VECSEL	Pintaemittioiva puolijohdekiekkolaser ulkoisella kaviteetilla ( <i>engl. Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Laser</i> )
VW	Volmer-Weber -kasvumoodi
WG	Aaltojohde ( <i>engl. wave guide</i> )

## Symbolit

$\alpha$	Kulma, joka liittyy dislokaatioiden geometriaan
$\beta$	Kulma, joka liittyy dislokaatioiden geometriaan
$\lambda$	Aallonpituus
$\Delta\lambda_{99\%}$	Heijastuskaistan leveys
$\Delta\lambda_{\text{FSR}}$	Aallonpituuden vapaamatka
$\Delta n$	Taitekerroinero
$\lambda_{\text{B}}$	Braggin aallonpituus
$\lambda_{\text{SBcenter}}$	Heijastuskaistan keskikohta
$\nu$	Poissonin luku
$\omega$	Kulmataajuus
$\omega_{\text{L}}$	Lukitusvahvistimen referenssisignaalin kulmataajuus
$\omega_{\text{sig}}$	Mittaussignaalin kulmataajuus
$\phi$	Vaihesiirto
$\varphi_0$	Vaihe
$\theta$	Lukitusvahvistimen sisäisen ja mittaussignaalin vaihe-ero
$\theta_{\text{L}}$	Lukitusvahvistimen referenssisignaalin vaihe
$\theta_{\text{sig}}$	Mittaussignaalin vaihe
$\tau$	Elinaika
$\tau'$	Yhteen edestakaiseen matkaan kuluva aika
$a_{\text{f}}$	Kasvavan kalvon hilavakio
$a_{\text{s}}$	Kasvualustan hilavakio
$\bar{a}$	FCC-hilan kantavektori
$b$	Burgerin vakio
$\bar{b}$	FCC-hilan kantavektori
$\bar{c}$	FCC-hilan kantavektori
$c$	Valonnopeus
$d$	Peilien välinen etäisyys
$e$	Alkeisvaraus
$f$	Hilaepäsovitus
$f_{\text{m}}$	Modulointitaajuus
$h_{\text{c}}$	Kriittinen paksuus
$I$	Intensiteetti
$I$	Sähkövirta
$I_0$	Intensiteetti ajan hetkellä nolla
$I_0$	Sähkövirta ajan hetkellä nolla
$I_{\text{DC}}$	Mittauslaserin moduloimaton intensiteetti
$I_{\text{in}}$	Kaviteettiin menevän valon intensiteetti

$I_m$	Mittauslaserin moduloidun intensiteetin amplitudi
$I_{out}$	Kaviteetista poistuvan valon intensiteetti
$I'_{out}$	Kaviteetista poistuvan valon intensiteetin muuttuva osuus
$k$	Boltzmannin vakio
$L_i$	DBR-kerroksen $i$ paksuus
$n_{eff}$	Efektiiivinen taitekerroin
$n_h$	Korkeataitekertoimisen materiaalin taitekerroin
$n_i$	Materiaalin $i$ taitekerroin
$n_l$	Matalataitekertoimisen materiaalin taitekerroin
$N$	DBR-kerrosparien lukumäärä
$N$	Elinaikaa vastaava määrä edestakaisia matkoja kaviteetissa
$R$	Heijastavuus
$R_1$	Peilin 1 heijastavuus
$R_2$	Peilin 2 heijastavuus
$R_3$	Peilin 3 heijastavuus
$R(\lambda_B)$	Kokonaisheijastus Braggin aallonpituudella
$R_{ij}$	Kaviteetin heijastavuus peileillä $i$ ja $j$
$t$	Aika
$T$	Lämpötila
$T$	Läpäisevyys
$V$	Jännite
$V_0$	Liitospotentialiaali
$V_L$	Lukitusvahvistimen referenssisignaalin jännitteen amplitudi
$V_{psd}$	Psd-piriin ulostulon jännitteen vakiotaso
$V_{psd2}$	Toisen psd-piriin ulostulon jännitteen vakiotaso
$V_{sig}$	Mittaussignaalin jännitteen amplitudi

# 1. JOHDANTO

Elektroniset laitteet ovat nykyisin arkipäivää ja on hankalaa kuvitella elämää ilman niitä. Elektroniikan kehityksen voidaan kuitenkin katsoa alkaneen vasta vuonna 1947 kompaktin ja kustannustehokkaan puolijohdetransistorin keksimisestä. Keksinnön myötä puolijohdeiden teoriaa alettiin selvittämään tarkemmin ja tästä eteenpäin puolijohdeala on kehittynyt erittäin nopeasti. [1]

Ensimmäinen laser kehitettiin vuonna 1960 [2] ja lähes samanaikaisesti lasertuoksia julkaistiin eri puolilla maailmaa [3]. Kehitys oli nopeaa ja ensimmäiset puolijohdelaserit raportoitiin jo vuonna 1962 [4]. Nykyään puolijohdelasereille on valtavasti sovelluksia ja laserteollisuus on iso osa puolijohdeteollisuutta. Monet päivittäin käyttämistämme laitteista, kuten DVD- ja Blue-ray -soittimet (kuva 1.1) sekä viivakoodinlukijat sisältävät puolijohdelasereita. Teollisuudessa lasereita käytetään metallien leikkaamiseen, lääketieteellisissä tarkoituksissa esimerkiksi silmän taittovirheleikkauksissa ja tieteellisissä tarkoituksissa muun muassa spektroskooppisiin mittauksiin.



Kuva 1.1: Puolijohdelasereita käytetään muun muassa Blu-ray -soittimissa. [5]

Ensimmäinen Braggin peili valmistettiin puolijohhteista vuonna 1983 [6]. Tämän jälkeen sähköisesti ja optisesti pumpattavat pintaemittioivat puolijohdelaserit (*engl. vertical-cavity surface-emitting lasers, VCSELs*) sekä ulkoisen kaviteetin pintaemittioivat puolijohdelaserit (*engl. vertical-external-cavity surface-emitting lasers, VECSELs*) näyttivät tietä korkealaatuisen ja ympyräsymmetrisen laserlähteen luomisessa. Pintaemittioivien puolijohdelaserien potentiaali laserteollisuudessa ymmärrettiin täysin 1990-luvun lopussa Kuznetsovin tulosten perusteella [7, 8].

Pintaemittioivilla puolijohdelasereilla on lukuisia etuja muihin laserlähteisiin verrattuna. Lasersäteen ympyräsymmetrisyys yhdistettynä suureen tehoon ja yksimoodiseen toimintaan mahdollistavat laserin tehokkaan kytkemisen optiseen yksimuotokuituun. Lasereiden rakenteen muutoksilla ja aktiivisen materiaalin emissioaallonpituutta muokkaamalla pystytään valmistamaan lasereita laajalla aallonpituusvälillä. Materiaalien korkea absorptio mahdollistaa erinomaisen hyötysuhteen optiselle pumppaamiselle. Lisäksi VECSEL-lasereiden avoimeen kaviteettiin voidaan sijoittaa optisia komponentteja. Kaviteettia muokkaamalla voidaan toteuttaa esimerkiksi taajuuskahdennus [9] tai säätää ulostulon aallonpituutta [10]. Reunaemittioiviin lasereihin verrattaessa pintaemittioivien lasereiden rakenteella on myös erittäin suuria etuja. Optisesta pumppauksesta johtuen sähköiseen injektioon liittyvä monimutkainen seostusprofiili ei ole tarpeellinen ja lasereiden prosessointi on huomattavasti yksinkertaisempaa.

Vaikka lasereiden sovelluskohteita on paljon, lasereihin liittyvä teknologia on edelleen nuorta. Laserteknologian kehitys onkin vielä hyvässä vauhdissa ja vanhoille sovelluksille löydetään jatkuvasti uusia käyttötarkoituksia. Lisäksi uusia kehityskohteita etsitään aktiivisesti. Hyvin usein puolijohdelasereita kehitettäessä keskitytään vahvistinmateriaalin optimoimiseen mahdollisimman suuren vahvistuksen aikaansaamiseksi. Lasereiden tehokkuutta ja hyötysuhdetta voidaan kuitenkin parantaa myös kehittämällä laserkaviteetin muodostavia peilejä. Tässä työssä perehdytään pintaemittioivien lasereiden kaviteetin muodostamiseen käytettävien peilien tarkkaan mittaamiseen kehitettyyn järjestelmään. Mittausjärjestelmän toiminta perustuu kahden tai useamman peilin muodostaman kaviteetin aiheuttamaan vaihesiirtoon amplitudimoduloidussa lasersäteessä [11]. Vaihesiirron suuruus on suoraan riippuvainen kaviteetissa tapahtuvista häviöistä. Olettamalla häviöiden johtuvan peilien läpäisevyydestä voidaan vaihesiirron suuruudesta laskea kaviteetin peilien heijastavuus.

Pintaemittioivissa puolijohdelasereissa toisen päätypeilin heijastavuus pyritään saamaan lähelle sataa prosenttia peilihäviöiden pienentämiseksi. DBR-peileissä tämä tarkoittaa kymmenien peiliparien käyttämistä. Peiliparien määrää ei kuitenkaan voida kasvattaa rajatta, sillä peiliparien materiaaleilla on hieman erisuuruiset hila-vakiot, mikä aiheuttaa kiteeseen ylimääräistä jännittyneisyyttä. Tämä jännittynei-

syys voi myöhemmin purkautua kidevirheinä ja pienentää puolijohdekiekkolaserin tehoa ja hyötysuhdetta sironnan kautta. Peiliparien rajapinnat lisäävät myös lämpövastusta, pienentäen siten laserin maksimitehoa [12]. Lisäksi parien lukumäärän pienentäminen säästää aikaa ja materiaaleja.

Tämän työn motivaationa on pystyä mittaamaan laserpeilien absoluuttinen heijastavuus lähes 0.01 %-yksikön tarkkuudella. Tällöin DBR-peiliparien lukumäärä voidaan optimoida pitäen heijastavuus edelleen hyvin lähellä sataa prosenttia. Lisäksi voidaan testata erityyppisiä peilimateriaaleja hilajännityksen minimoimiseksi.



## 2. PUOLIOHDEPEILIEN TEORIA

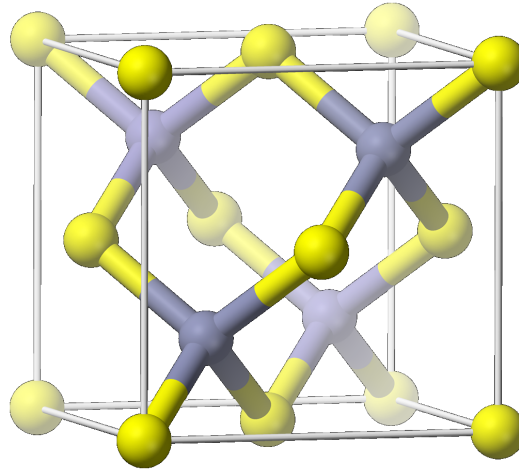
Kiinteät materiaalit voidaan jaotella niiden sähkönjohtavuuden perusteella kolmeen luokkaan: eristeet, puolijohteet ja johteet. Puolijohteet eivät sellaisinaan johda sähköä huoneenlämpötilassa. Puolijohteisiin voidaan kuitenkin seostaa vapaita varauksenkuljettajia ja siten kasvattaa puolijohteiden johtavuutta. Puolijohteita käytetään nykyään kaikkialla elektroniikassa. Niistä valmistetaan muun muassa transistoreita, lasereita, ledejä sekä tasasuuntaavia komponentteja.

### 2.1 Puolijohteet ja niiden ominaisuudet

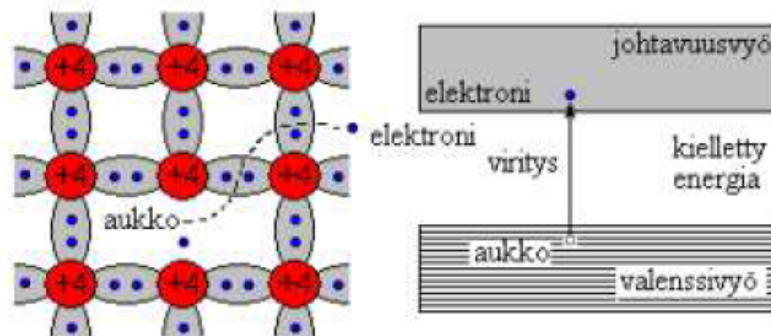
Puolijohteet voidaan jakaa kahteen pääluokkaan: alkuainepuolijohteisiin, joita ovat ryhmän IV alkuaineet (Si, Ge, jne.) ja yhdistepuolijohteisiin (GaAs, InP, jne.). Puolijohdekomponenttien valmistuksessa on oleellista, että aine saadaan kiteytymään erilliskiteeksi (*engl. single crystal*). Tämä tarkoittaa sitä, että aineen atomit ovat järjestyneet jaksollisesti kaikissa suunnissa yli koko makroskooppisen rakenteen. Puolijohdemateriaalin tavallisin kiderakenne on timanttihila ja sen johdannainen sinkkivälkerakenne. Timanttihila saadaan asettamalla päällekkäin kaksi pintakeskeistä kuutiollista hilaa (*engl. face centered cubic, FCC*) siten, että toinen on siirretty vektorin  $(\bar{a} + \bar{b} + \bar{c})/4$  verran. Vektorit  $\bar{a}$ ,  $\bar{b}$  ja  $\bar{c}$  ovat FCC-hilan kantavektorit. Kuvassa 2.1 näkyvä sinkkivälkerakenne saadaan, kun edellä mainitut FCC-hilat ovat eri alkuaineita. [13]

Puolijohteiden sähkönjohtavuus on riippuvainen vapaiden varauksenkuljettajien määrästä ja niiden liikkuvuudesta. Alhaisissa lämpötiloissa puolijohteet ovat eristeitä, mutta jo huoneen lämpötilassa terminen energia riittää virittämään osan elektroneista johtavuusvyölle. Tämä tarkoittaa sitä, että elektroni irtoaa atomien välillä olevasta kovalenttisesta sidoksesta ja pääsee vapaasti liikkumaan rakenteen sisällä (kuva 2.2). Vapautuneen elektronin paikalle jää aukko, joka toimii positiivisena varauksenkuljettajana. Aukon liikkuvuus on kuitenkin huonompi kuin elektronin, koska aukon liikkuminen vaatii sidoksessa olevan elektronin liikkumisen aukkoon, jolloin aukko siirtyy kyseisen elektronin vanhalle paikalle. Varauksenkuljettajien liikkuvuuteen vaikuttavia tekijöitä ovat epäpuhtaudet, kidevirheet ja lämpötila (eli kiteen hilavärähtely). [13]

Kovalenttisen sidoksen elektronit ovat naapuriatomien kanssa yhteisiä. Timanttihilassa atomit ovat tällöin tyypillisesti  $sp^3$ -hybridisoituneita ja sidokset suuntau-



Kuva 2.1: Sinkkivälkehilan kiderakenne. [14]



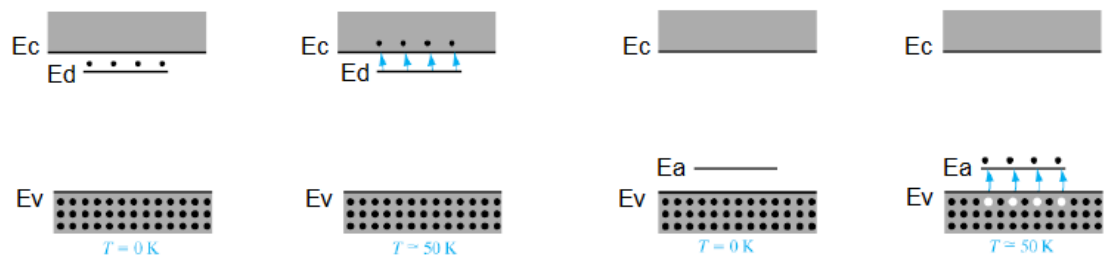
Kuva 2.2: Termisen virityksen seurauksena elektroni irtoaa kovalenttisesta sidoksesta ja jäljelle jää aukko. Oikealla sama kuvattuna energiavyökaaviolla. [15]

tuvat tetraedrin kärkiä kohti. Atomien väliset sidokset muodostuvat näiden atomi-orbitaalien lineaarikombinaationa. Atomien diskreeteistä energiatasoista muodostuu kiinteän aineen kvasijatkuvat elektronien energiaspektrit eli energiavyöt. Energiavöiden välissä on kiellettyjä energiatiloja eli energia-aukkoja (kuva 2.2). Puolijohteiden energia-aukosta puhuttaessa tarkoitetaan ylimmän miehitetyn (valenssivyö) ja alimman miehittämättömän vyön (johtavuusvyö) välistä energiaa. Esimerkiksi piin energia-aukko on 1.1 eV. Liikkuakseen rakenteessa elektronin täytyy aina siirtyä tilastaan vapaalle tilalle. Matalissa lämpötiloissa johtavuusvyö on tyhjä ja valenssivyö on täysin miehitetty, eli siellä ei ole vapaita tiloja. Tällöin elektronit eivät pääse liikkumaan ja puolijohde ei johda sähköä. [13, 16]

### 2.1.1 Seostetut puolijohteet

Mikäli puolijohdemateriaalin halutaan johtavan sähköä, joudutaan siihen seostamaan muita materiaaleja. Seostettavat materiaalit valitaan siten, että puolijohteeseen muodostuu vapaita varauksenkuljettajia. Esimerkiksi piitä, joka on ryhmän IV alkuaine, voidaan seostaa arseenilla eli ryhmän V alkuaineella. Tällöin arseeniatomit korvaavat joitakin piiatomeja ja arseeniatomien viides valenssielektroni jää löyhästi sidotuksi ja siten helposti vapautuvaksi varauksenkuljettajaksi (kuva 2.3). Arseni toimii piissä siis elektronin luovuttajana eli donorina. [13]

Vastaavalla tavalla seostamalla piitä ryhmän III alkuaineella (esimerkiksi boorilla) jää sidoksista puuttumaan yksi elektroni jokaista seoste- eli epäpuhtausatomia kohden. Tällainen seosteatomi on akseptori ja se voi ottaa vastaan elektronin, luovuttaen siten aukon varauksenkuljettajaksi (kuva 2.3). [13]



Kuva 2.3: Vasemmalla donoreilla seostettu ja oikealla akseptoreilla seostettu puolijohde. Seostusatomit luovuttavat varauksenkuljettajat (elektronit tai aukot) jo hyvin alhaisissa lämpötiloissa. [13]

Tyypillisesti epäpuhtausilojen energiat ovat  $0.01 - 0.05 \text{ eV}$  johtavuusvyön alareunasta tai valenssivyön yläreunasta. Tällöin seostamalla aikaansaadut varauksenkuljettajat vapautuvat jo alhaisissa lämpötiloissa, jolloin lämpötilariippuvuutta ei juurikaan esiinny. [13]

### 2.1.2 Pn-liitos

Useiden puolijohdekomponenttien ominaisuudet perustuvat pn-liitokseen. Pn-liitosta käsiteltäessä on yksinkertaisinta tarkastella jyrkkää pn-liitosta. Jyrkän liitoksen voidaan ajatella muodostuvan siten, että n- ja p-tyyppisesti seostetut puolijohdemateriaalit laitetaan yhteen ja ne muodostavat yhden kiteen. Tällöin rajapinnan läheisyydessä olevat varauksenkuljettajat rekombinoituvat diffuusion vaikutuksesta. Tämä tarkoittaa sitä, että n-puolelta siirtyy elektroneja p-puolelle ja vastavasti p-puolelta aukkoja n-puolelle. Tällöin liitosalueelle muodostuu paikallinen varausepätasapaino, jossa p-puolella on negatiivinen varaus ja n-puolella positiivinen.

Varausepätasapainon seurauksena n- ja p-puolen välille syntyy jännite, jota kutsutaan liitospotentiaaliksi,  $V_0$ . Liitospotentiaali kasvaa niin suureksi, että sen vaikutus kumoaa enemmistövarauksenkuljettajien diffuusiiovirrat. Tällöin enemmistövarauksenkuljettajia ei käytännössä ole enää liitospinnan välittömässä läheisyydessä. Tätä aluetta sanotaan tyhjennysalueeksi. Liitospotentiaalin suuruus on materiaalista ja seostuksesta riippuen  $0.2 - 0.8 \text{ V}$ :n luokkaa. [13]

Kun pn-liitoksen yli kytketään jännite, vaikuttaa se oleellisesti vain liitosalueella (ja mahdollisesti kontakteissa) elleivät jännitteet ole merkittävän suuria. Riippuen ulkoisen jännitteen suunnasta se joko pienentää (myötäsuuntainen) tai kasvattaa (estosuuntainen) liitospotentiaalia ja tyhjennysaluetta. Pn-liitos on myötäsuuntaan biasoitu, kun p-puolella on suurempi jännite kuin n-puolella. Mikäli ulkoinen myötäsuuntainen jännite kasvatetaan suuremmaksi kuin alkuperäinen liitospotentiaali, niin tyhjennysalue katoaa ja liitos alkaa johtamaan sähköä. Estosuuntaista jännitettä kasvatettaessa liitoksen yli oleva jännite kasvaa ja tyhjennysalue levenee. Tällöin pn-liitoksen läpi on vain pieni vuotovirta,  $I_0$ , joka aiheutuu liitosalueella termisen virityksen seurauksena syntyvien varauksenkuljettajien virrasta. Pn-liitoksen virta-jännite-riippuvuus voidaan esittää ideaalisen diodin virtayhtälönä

$$I = I_0(e^{eV/kT} - 1), \quad (2.1)$$

missä  $e$  on alkeisvaraus,  $V$  on liitoksen yli oleva jännite,  $k$  on Boltzmanin vakio ja  $T$  on lämpötila. [13]

### 2.1.3 Puolijohteiden epikasvatus ja kalvojen jännittyminen

Puolijohderakenteita voidaan valmistaa kasvattamalla ne epitaksiaalisesti erilliskiteisen alustakiekon päälle. Epitaksiaalisessa kasvussa alustakerroksen kiderakenne kopioituu uusiin kerroksiin. Nykyisillä kiteenkasvatusmenetelmillä on mahdollista kasvattaa epitaksiaalisesti erittäin ohuita kalvoja. Kerrosten paksuus voi pienimmillään olla jopa atomin halkaisijan suuruusluokkaa ( $\sim 0.3 \text{ nm}$ ). Eri puolijohteiden yhdistäminen samaan erilliskiteeseen mahdollistaa komponenttien energiavyöraitteen, taitekertoimien ja sähkönjohtavuuden muokkaamisen halutunlaiseksi. Tämän kaltaisia rakenteita kutsutaan heterorakenteiksi.

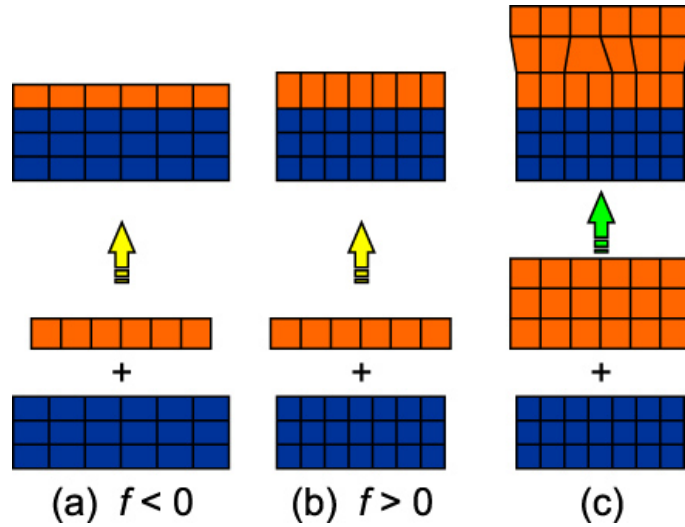
Sopivilla materiaalivalinnoilla heterorakenteeseen voidaan muodostaa niin sanottuja kvanttikaivoja (*engl. quantum well, QW*). Kvanttikaivo muodostetaan kasvattamalla suuremman energia-aukon materiaalin väliin ohut kalvo (noin  $5 - 10 \text{ nm}$ ) pienemmän energia-aukon materiaalia. Tällöin syntyy tilanne, jossa johtavuusvyön elektronit sekä valenssivyön aukot kokevat kyseisen materiaalin ääreelliseksi kaksikulotteiseksi potentiaali-kaivoksi. Ratkaisemalla Schrödinger-yhtälöt tämän tyyppiselle rakenteelle, voidaan osoittaa, että kvanttikaivoon muodostuu täysin diskree-

tit energiatilat normaalien jatkuvien energiatilojen sijaan [17]. Varauksenkuljettajat rajautuvat kvanttikaivoon, jolloin rekombinoituminen tapahtuu tehokkaasti kvanttikaivon johtavuusvyön alimmaisilta energiatasoilta valenssivyön ylimmille energiatasaille. Kvanttikaivoja käytetään erittäin paljon puolijohdelaserien aktiivisena materiaalina [18–23].

Heterorakenteissa uuden epikerroksen hilavakion ei tarvitse olla täysin identtinen edellisen kerroksen kanssa. Mikäli uuden kerroksen hilavakio poikkeaa alemman kerroksen hilavakiosta, niin uuden kerroksen yksikkökoppi voi muuttaa muotoaan, kopioiden alemman kerroksen lateraalisen hilavakion. Jos kasvavan kerroksen hilavakio on pienempi kuin alemman kerroksen, niin kasvava kerros venytysjännittyy (kuva 2.4 (a)). Vastaavasti suurempi hilavakioallinen epikerros puristusjännittyy (kuva 2.4 (b)). Kasvavan kerroksen yksikkökoppi säilyttää kuitenkin tilavuutensa, joten sen pystysuuntainen hilavakio muuttuu myös. Mikäli jännitystä on liikaa, niin kasvava kerros relaxoituu ja ylimääräinen jännitys purkautuu kidevirheiden kautta. Puolijohdekiteeseen muodostuvan hilaepäsovituksen suuruus voidaan laskea yhtälöstä

$$f = \frac{\Delta a}{a_s} = \frac{a_f - a_s}{a_s}, \quad (2.2)$$

missä  $a_f$  on kasvavan kalvon hilavakio ja  $a_s$  on kasvualustan hilavakio. [13]



Kuva 2.4: Heterorakenteessa kasvavan kerroksen hilavakio saattaa erota alemman puolijohteen hilavakiosta. Tällöin kasvavaan kerrokseen muodostuu venytysjännitystä (a) tai puristusjännitystä (b). Liian suuri jännitys voi purkautua muodostamalla viivadislokaatioita (c). [24]

Liian suuri poikkeama kerrosten hilavakioissa johtaa tyypillisesti viivadislokaatioiden syntymiseen (kuva 2.4 (c)). Dislokaatioita alkaa muodostua kerrosten rajapintoihin, kun hila ei enää pysty elastisesti mukautumaan suureen jännitykseen.

Hilavakioiden erotuksen lisäksi myös kasvavan materiaalin paksuus vaikuttaa siihen, purkautuuko jännitys vai ei. Materiaaleille voidaan laskennallisesti määrittää kriittiset paksuudet, jotka kertovat kuinka paksu kerros voi säilyä jännittyneenä ilman, että relaxoitumista tapahtuu. Kriittisen paksuuden laskemiseksi käytetään yleisesti Matthews ja Blakesleen tasapainotilamallia, jonka mukaan kriittinen paksuus on

$$h_c = \frac{b(1\nu \cos^2 \alpha)[\ln(h_c/b) + 1]}{2\pi|f|(1 + \nu) \cos \beta}, \quad (2.3)$$

missä  $b$  on Burgerin vektorin suuruus,  $\nu$  on Poissonin luku ja kulmat  $\alpha$  sekä  $\beta$  liittyvät dislokaatioiden geometriaan [25]. Yhtälöstä (2.3) nähdään, että kriittinen paksuus riippuu hilaepäsovituksen lisäksi materiaalin parametreista. Kokeellisesti on kuitenkin havaittu, että puolijohdekalvon relaxoituminen riippuu myös kalvon kasvatusolosuhteista [26, 27]. Kasvatusolosuhteita muuttamalla voidaan siis vaikuttaa relaxsaatiomekanismeihin. Matthews ja Blakesleen mallin voidaan ajatella kuitenkin antavan turvarajan kriittiselle paksuudelle. Pitämällä jännittyneet kalvot ohuempina kuin mallin ennustama kriittinen paksuus, pitäisi kasvavan hilan olla vapaa viivadislokaatioista.

Viivadislokaatioiden lisäksi jännitys voi tietyissä tilanteissa purkautua kasvumoodin muutoksena. Lähinnä hilaepäsovituksen määrästä riippuen puolijohdekalvon kasvatus voi johtaa kolmeen erityyppiseen pinnan rakenteeseen [28]. Puolijohteiden epitaksiaalisessa valmistuksessa näistä eniten käytetty ja toivottu on Frank-Van der Merve -kasvumoodi [29]. Siinä kide kasvaa kaksikulotteisina tasoina atomikerros kerrollaan (kuva 2.5). Tämä 2D-kasvumoodi esiintyy tyypillisesti pienillä hilaepäsovituksilla. Mikäli jännittyneen kalvon kriittinen paksuus ylittyy purkautuu liika jännitys Frank-Van der Merve -kasvumoodissa viivadislokaatioina. [30]

Suuri hilaepäsovitus johtaa usein jännityksen purkautumiseen jo ohuilla kalvoilla kasvumoodin muutoksella. Stranski-Krastranov -kasvumoodissa [31] kaksikulotteisesti kasvanut puolijohdekerros kokee faasimuutoksen kolmiulotteiseksi sopeutuakseen suureen elastiseen jännitykseen. Tämä johtaa dislokaatiovapaiden saarekkeiden muodostumiseen (kuva 2.5), jotka ovat ohuen vettymiskerroksen päällä (*engl. wetting layer*). Useimmissa puolijohderakenteissa, kuten kvanttikaivolaserissa, tämä ei toivottu tapahtuma johtaa pinnan karheutumiseen sekä paksuuden ja jännityksen aaltoiluun. SK-kasvumoodia käytetään kuitenkin hyväksi kvanttipisterakenteita (*engl. quantum dot, QD*) kasvatettaessa [32, 33]. Puolijohdekalvot, jotka ovat muutamia prosentteja puristusjännittyneitä, kasvavat usein SK-kasvumoodissa. [30]

Kolmas mahdollinen kasvumoodi on Volmer-Weber -kasvumoodi [34]. VW-kasvumoodissa kasvava kerros alkaa välittömästi kerääntyä saarekkeiksi alustakerroksen päälle. Erona SK-kasvatukseen on, että puolijohdekalvo ei koe faasimuutosta 2D-moodista 3D-moodiin ja täten pinnalle ei jää vettymiskerrosta (kuva 2.5). Puolijoh-

teet joiden hilaepäsovitus on suurempi kuin 10 % kasvavat tyypillisesti Volmer-Weber-kasvumoodissa.



Kuva 2.5: Kaaviokuva puolijohdekalvojen kolmesta kasvumoodista. Vasemmalla Frank-Van der Merve, keskellä Stranski-Krastanow ja oikealla Volmer-Weber. [30]

Sen lisäksi, että yksittäisellä kerroksella on oma kriittinen paksuutensa, myös vuorottelevat jännittyneet ja hilasovitetut kerrokset voivat yhdessä relaxoitua, vaikka yksittäisen kerroksen kriittinen paksuus ei ylittyisikään [35]. Tämän työn kannalta tämä on erittäin oleellista, sillä työn mittalaitteistoa voidaan käyttää vuorottelevien jännittyneiden kalvojen määrän optimoimiseen.

### 2.1.4 Puolijohdelaserit

Sana laser tulee englannin kielen sanoista: *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, eli valon vahvistus stimuloidun emission avulla. Käytännössä laser on laite, joka tuottaa lähes monokromaattista ja koherenttia valoa. Laserin tuottama valosäde on myös hyvin kirkas ja helposti suunnattavissa.

Laserin toiminnan edellytyksiä ovat valon vahvistus sekä takaisinkytkentä. Valon vahvistus tapahtuu vahvistinaineessa stimuloidun emission kautta. Stimuloidussa emissiossa foton vuorovaikuttaa samanenergisien viritetyin tilan kanssa aiheuttaen viritetyin tilan purkautumisen. Purkautumisessa vapautuva energia muodostaa uuden fotonin, jonka energia ja vaihe ovat samat kuin alkuperäisen fotonin. Fotonivuon edetessä vahvistinmateriaalissa tapahtuu absorptiota sekä stimuloitua emissiota. Jotta materiaali toimisi vahvistimena täytyy fotonivuon muutoksen olla positiivinen. Voidaan osoittaa, että fotonivuon kasvun edellytyksenä on, että ylemmällä energiatilalla on suurempi populaatio kuin alemmalla energiatilalla. Tätä epätasapainotilannetta kutsutaan populaatioinversioksi ja materiaalia, jossa populaatioinversio saavutetaan, kutsutaan aktiiviseksi väliaineeksi. Käytännössä laser koostuu vahvistinmateriaalista, joka on sijoitettu kahden päätypeilin muodostamaan kaviteettiin. Vahvistinmateriaalia pumpataan esimerkiksi sähkövirralla tai valolla populaatioinversion ja laseroinnin aikaansaamiseksi. [36]

Laserissa vahvistinainetta ympäröivät päätypeilit toimivat optisena resonaattorina, joka muodostaa kaviteettiin positiivisen takaisinkytkennän. Peilit heijastavat vahvistinmateriaalista tulleita fotoneja takaisin vahvistinaineeseen, jolloin fotonit voivat synnyttää uusia identtisiä fotoneja stimuloidun emission kautta. Jotta laser-valoa syntyisi, täytyy valon vahvistuksen olla suurempi kuin väliaineesta ja peileistä

aiheutuvien häviöiden. [36]

Puolijohdelaserit voidaan jakaa kahteen ryhmään: reunasta emittoiviin sekä pinnasta emittoiviin lasereihin. Molemmissa tapauksissa laserit vaativat toimiakseen vahvistinmateriaalin sekä kaviteetin [37]. Tässä työssä mittausrasenerina käytetään reunaemittoivaa puolijohdelaseria (*engl. edge-emitting laser, EEL*). Reunaemittoivan laserin rakenne on yleensä yksinkertainen pin-liitos, jossa tavallisen pn-liitoksen väliin on lisätty seostamaton aktiivialue. Aktiivialue koostuu tyypillisesti kvanttikaivosta sekä aaltojohteesta (*engl. wave guide, WG*). Aaltojohteen energia-aukko on n- ja p-alueiden energia-aukkoja pienempi, mutta kvanttikaivoa suurempi. Aaltojohdekerroksen tarkoituksena on rajata suurin osa fotonitiheydestä kvanttikaivon läheisyyteen. Takaisinkytkentä tapahtuu reunaemittoivissa lasereissa lasersirujen reunasta puolijohde-ilma-rajapinnasta.

Pintaemittoivat puolijohdelaserit emittoivat nimensä mukaisesti näytteen pinnasta. Tämä yksinkertainen ero laseroinnin ja siten kaviteetin suunnassa muuttaa useita lasersäteiden ominaisuuksia radikaalisti. Olennaisimpana erona pinta- ja reunaemittoivien lasereiden ulostulosäteessä on säteen muoto. Reunaemittoivien lasereiden ulostulosäde on muodoltaan elliptinen johtuen ulostuloaukon geometriasta aiheutuvasta diffraktiosta. Pintaemittoivat laserit emittoivat poikkileikkaukseltaan ympyräsymmetrisen gaussisen säteen. [38]

Pintaemittoivat laserit eroavat myös rakenteeltaan reunaemittoivista lasereista. Pintaemittoivissa lasereissa kaviteetti on saman suuntainen puolijohdekanavan kasvatussuuntaan nähden. Tämän pystysuuntaisen kaviteetin muodostamiseen tarvitsee käyttää joko ala- ja yläpeilejä (VCSEL) rajaamaan niiden välissä oleva aktiivialue [38–40], tai ulkoisen kaviteetin (VECSEL) tapauksessa alapeili ja rakenteen ulkopuolinen ulkopeili [41–44]. VCSEL-rakenteissa peilit ovat yleensä puolijohdepeilejä, mutta VECSEL-rakenteissa ulkopeileinä käytetään tyypillisesti muilla tavoin valmistettuja peilejä. Pintaemittoivissa puolijohdelasereissa pumppaus voidaan toteuttaa sekä optisesti [45] että sähköisesti [46].

## 2.2 Braggin peilin toimintaperiaate

Pintaemittoivien puolijohdekierkkolaserien toiminnan kannalta on oleellista pystyä valmistamaan erittäin korkean heijastuksen ( $R > 99.9\%$ ) omaavia peilejä, jotta kaviteetin häviöt pysyisivät mahdollisimman vähäisinä [47]. Peilien valmistamisessa hyödynnetään yleisesti Braggin peilien toimintaperiaatetta, sillä niitä pystytään valmistamaan epitaksiaalisesti puolijohdekiteen kasvatusmenetelmillä. Puolijohdepeileihin perehdytään tarkemmin seuraavassa kappaleessa.

DBR-peilit muodostuvat periodisesta rakenteesta, jossa on vuoronperään korkea- ja matalataitekertoimisia ohutkalvoja, joiden optinen paksuus on neljäsosa laserointi-



aallonpituudesta. Kerrosten fyysinen paksuus  $L_i$  voidaan laskea yhtälöllä

$$L_i = \frac{\lambda_B}{4n_i}, \quad (2.4)$$

missä  $n_i$  on kerroksen taitekerroin ja  $\lambda_B$  on Braggin aallonpituus eli tavoiteaallonpituus maksimiheijastukselle [48].

DBR:n toiminta perustuu kerrosten välisistä rajapinnoista Fresnel-heijastuneiden aaltojen konstruktiiviseen interferenssiin. Korkeammasta taitekertoimesta matalampaan siirryttäessä heijastunut valo kokee  $180^\circ$  vaihesiirtymän. Valon siirtyessä matalamman taitekertoimen materiaalista korkeampitaitekertoimiseen kerrokseen heijastunut valo ei koe vaihesiirtymää. Kun kerrokset ovat optiselta paksuudeltaan  $\frac{1}{4}\lambda$ :n suuruisia, niin rajapinnoista heijastuneet fotonit ovat samassa vaiheessa ja interferoivat konstruktiivisesti, mistä seuraa erittäin voimakas heijastus. Kerrosparien aikaansaama kokonaisheijastus Braggin aallonpituudella  $R(\lambda_B)$  voidaan laskea yhtälöllä

$$R(\lambda_B) = \left[ \frac{1 - (n_l/n_h)^{2N}}{1 + (n_l/n_h)^{2N}} \right]^2, \quad (2.5)$$

missä  $n_l$  on matalataitekertoimisen materiaalin taitekerroin,  $n_h$  on korkeataitekertoimisen materiaalin taitekerroin ja  $N$  on kerrosparien lukumäärä. [48]

DBR-peilit heijastavat voimakkaasti myös Braggin aallonpituuden ympäristössä. Heijastuskaistan leveys voidaan laskea yhtälöllä

$$\Delta\lambda_{99\%} = \frac{2\lambda_B\Delta n}{\pi n_{\text{eff}}}, \quad (2.6)$$

missä  $\Delta n$  on taitekerroinero ja  $n_{\text{eff}}$  on peilin efektiivinen taitekerroin. Se voidaan laskea kaavalla

$$n_{\text{eff}} = 2 \left[ \frac{1}{n_l} + \frac{1}{n_h} \right]^{-1}. \quad (2.7)$$

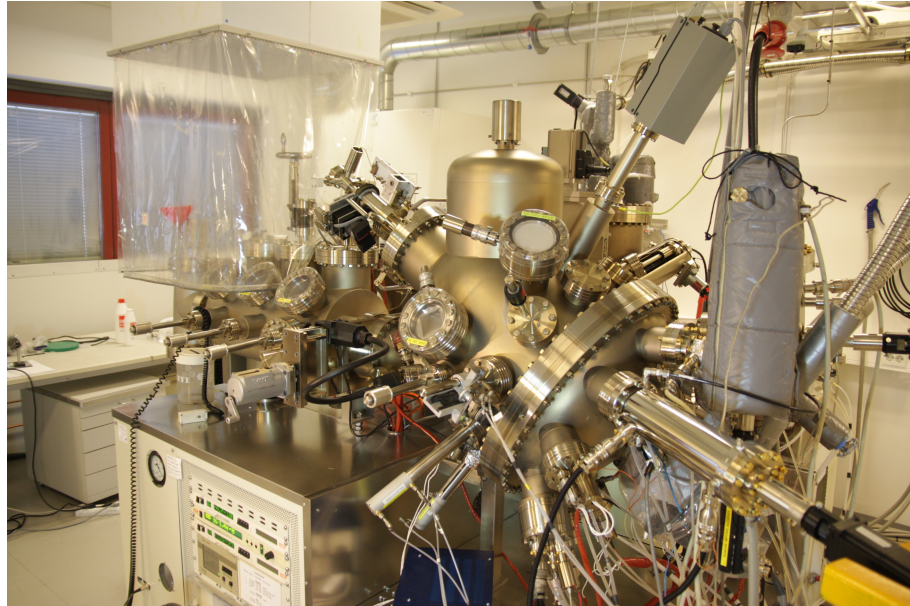
[48]

Erittäin tarkkoissa sovelluksissa on syytä huomioida, että taitekerroin riippuu sekä käytettävästä aallonpituudesta että lämpötilasta. Lasereissa tämä tarkoittaa sitä, että suurilla tehoilla laserin lämpeneminen on otettava huomioon [12].

## 2.3 Puolijohdepeilit

Työssä tutkittavat DBR-peilit on valmistettu molekyylisuihkuepitaksia (*engl. molecular beam epitaxy, MBE*) laitteistolla (kuva 2.6). MBE on puolijohdekiteen kasvatusmenetelmä, jossa lämmitetylle erilliskiteiselle alustakielelle kohdistetaan atomivuoto ultratyhjiössä (paine  $< 10^{-9}$  mbar). Tyhjiössä atomit tarttuvat aluskiekon pinnalle fysikaalisten ja kemiallisten reaktioiden tuloksena [49]. Puolijohdekiteitä voi-

daan valmistaa myös muilla menetelmillä, kuten nestefaasiepitaksialla (*engl. liquid phase epitaxy, LPE*) [50] ja metalli-orgaani-kemiallisella kaasufaasipinnoitusmenetelmällä (*engl. metal-organic chemical vapour deposition, MOCVD*) [51]. Näihin verrattuna MBE:n etuna on erittäin tarkkojen rajapintojen ja kerrospaksuuksien kasvattaminen, mikä on oleellista DBR-peilejä valmistettaessa. [52]



Kuva 2.6: Valokuva V80H 10-porttisesta MBE-reaktorista.

Edellisen kappaleen yhtälöistä (2.5), (2.6) ja (2.7) voidaan päätellä, että taitekerroineron ja kerrosten lukumäärän kasvaessa saavutetaan suurempi heijastavuus. Käytännössä peiliparien määrä pyritään kuitenkin minimoimaan useista syistä. Kasvatusteknisesti peiliparien lukumäärän pienentäminen säästää aikaa ja materiaaleja. Lisäksi peiliparien materiaaleilla on hieman erisuuruiset hilavakiot, mikä aiheuttaa kiteeseen ylimääräistä jännittyneisyyttä. Tämä jännittyneisyys voi myöhemmin purkautua kidevirheinä ja pienentää puolijohdekiekkolaserin tehoa sironnan kautta. Peiliparit lisäävät myös lämpövastusta, pienentäen siten laserin maksimitehoa. [12]

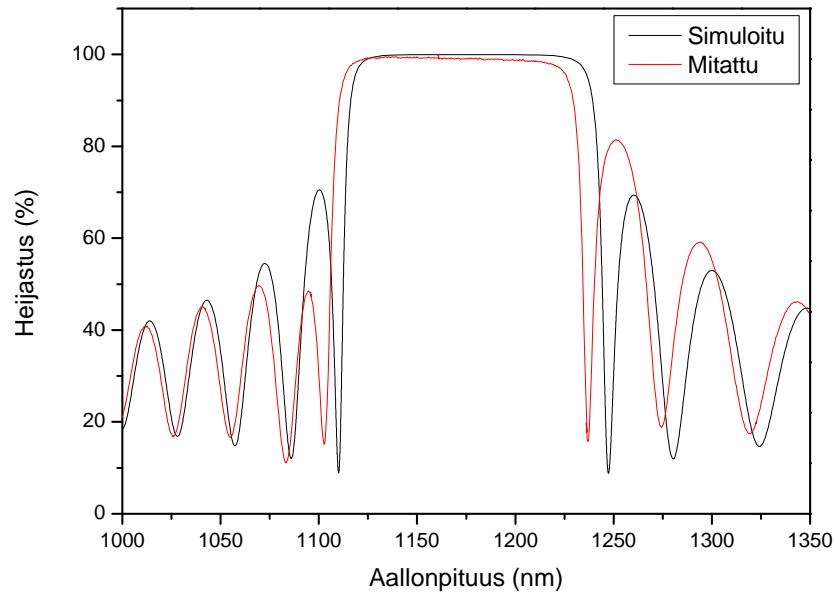
DBR-peiliparien materiaaleja valittaessa pitää taitekerroineron lisäksi ottaa huomioon materiaalien hilavakioiden suuruudet. Niiden tulee olla hyvin lähellä toisiaan, jotta peiliin muodostuvat jännitys saadaan minimoitua. Tämä rajaa mahdollia peilimateriaaleja voimakkaasti. Taulukossa 2.1 on esitelty yleisimmät MBE-laitteistolla kasvatettavat DBR-materiaalit ja niiden ominaisuudet.

Tässä työssä tutkitaan peiliä, jossa on GaAs-alustakiekon päälle kasvatettu 26 GaAs/AlAs-peiliparia. Kuvassa 2.7 nähdään kyseisen peilin simuloitu heijastuskäyrä. Simulointi on tehty Thin Film Centerin Essential Macleod -ohjelmalla. Peiliä on myös mitattu heijastus aallonpituuden funktiona Accentin RPM2000 fotoluminesenssimittalaitteen (*engl. photoluminescence, PL*) heijastusmittausasetuksel-

Taulukko 2.1: Yleisimpien DBR-materiaaliparien ominaisuuksia. [53–56]

DBR-materiaalit	Alusta-kiekkko	$n_h/n_l$	$\Delta n$	Kerrosten lukumäärä	$\lambda_B$ (nm)	$R(\lambda_B)$ (%)	$\Delta\lambda_{99\%}$ (nm)
GaAs/AlAs	GaAs	3.49/2.99	0.50	60	1060	> 99.9	99
GaSb/AlAsSb	GaSb	3.89/3.22	0.67	36	2020	> 99.8	203
InP/AlGaInAs	InP	3.17/3.51	0.34	81	1550	> 99.9	91
InP/GaInAsP	InP	3.17/3.44	0.27	81	1550	> 99.8	64

la. Accentin heijastusmittauksessa laajakaistainen valonlähde kohdistetaan näytteen pintaan, josta se heijastuu ja heijastunut valo kulkee monokromaattorin kautta detektorille. Monokromaattori toimii säädettävänä aallonpituussuotimena, joka päästää kerrallaan vain tietyn aallonpituuden mitattavaksi. Mitattaessa pitää ottaa huomioon, ettei valonlähteen intensiteetti ole tasainen. Myöskään detektori ei toimi ideaalisesti, vaan sen herkkyys on hieman aallonpituusriippuvainen. Osa valon intensiteetistä absorboituu myös aallonpituuksien erottelemiseen käytettyyn hilaan. Edellä mainituista syistä johtuen joudutaan käyttämään leveäkaistaista referenssipeiliä ja oletamaan sen heijastuksen olevan 100 %. Tällöin näytteestä heijastunut intensiteetti suhteutetaan referenssiin. Referenssipeilinä käytettiin kultapeiliä (kuva 3.3), jolla on lähes sadan prosentin heijastavuus halutulla aallonpituusalueella [57].



Kuva 2.7: Työssä mitatun puolijohdepeilin simuloitu sekä mitattu heijastuskäyrä. Mittaus on suoritettu Accentin PL-mittalaitteen heijastusmittausasetuksella.

Accentin heijastusmittauksella saadaan olennaista tietoa peilin heijastuskaistan leveydestä ja keskikohdasta. Se ei kuitenkaan anna tarkkaa tietoa heijastuksen absoluuttisesta arvosta, joten se ei sovellu tämän työn mittauksien suorittamiseen. Työssä käytetyn DBR-peilin heijastuskaistan keskikohdaksi mitattiin 1170 nm, joten peili on noin 5 nm lyhyemmällä aallonpituudella, kuin mihin se on tähdätty. Heijastuskaista on kuitenkin niin leveä (129 nm), ettei tämä haittaa mittauksia.

### 3. KAVITEETIN VAIHESIIRTOON PERUSTUVA MITTAUSMENETELMÄ

DBR-peilejä kehitettäessä on oleellista voida mitata peilien heijastavuus erittäin tarkasti. Optisille peileille tehtävät tarkat heijastavuusmittaukset voivat kuitenkin olla erittäin haastavia, kun heijastavuus lähenee sataa prosenttia [58]. Heijastavuuden mittaamiseen on kehitetty monia menetelmiä [58–62]. Tässä työssä perehdytään kaviteetin vaihesiirtoon perustuvaan heijastusmittaukseen, jolla voidaan mitata peilin absoluuttinen heijastavuus. [11]

#### 3.1 Mittausjärjestelmän teoria

Kaviteetin vaihesiirtoon perustuva mittaustekniikka perustuu fotonien elinajan mittaamiseen optisessa resonaattorissa. Fotonien elinaika  $\tau$  määritellään siten, että se on aika missä fotonien lukumäärä kaviteetissa on pudonnut tekijällä  $\exp(-1)$ . Tällöin fotonivuon intensiteetti on

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau}\right), \quad (3.1)$$

missä  $t$  on aika ja  $I_0$  on fotonivuon intensiteetti ajan hetkellä nolla.

Resonaattorissa tapahtuvien häviöiden määrä vaikuttaa suoraan fotonien elinaikaan. Tämä elinaika on mahdollista määrittää amplitudi-moduloidun fotonivuon vaihesiirron avulla. Häviöitä syntyy absorptiosta, sironnasta ja peilien läpäisevyydestä. [59]

Mittausjärjestelmässä valo saapuu huolellisesti linjattuun resonaattoriin sen optiselle akselille. Käytettävän laserin intensiteettiä moduloidaan virtalähteen avulla viemällä siihen lukitusvahvistimesta sini-signaali. Tällöin kaviteettiin saapuvan valon intensiteetti on

$$I_{\text{in}}(t) = I_{\text{DC}} + I_{\text{m}} \sin(2\pi f_{\text{m}} t + \varphi_0), \quad (3.2)$$

missä  $I_{\text{DC}}$  on intensiteetin moduloimaton taso,  $I_{\text{m}}$  on moduloinnin amplitudi,  $f_{\text{m}}$  on modulointitaajuus ja  $\varphi_0$  on vaihe. [59]

Jokaisen edestakaisen matkan aikana kaviteetista poistuu kaviteetin läpäisevyyttä  $T$  vastaava intensiteetti. Jos oletetaan muut häviöt pieniksi, niin kaviteettiin jää kaviteetin heijastuvuutta  $R$  vastaava intensiteetti. Tällöin kaviteetista poistuvan

valon intensiteetti voidaan laskea eri edestakaisten matkojen summana

$$\begin{aligned} I_{\text{out}}(t) &= \sum_{k=0}^{\infty} TR^k [I_{\text{DC}} + I_{\text{m}} \sin(2\pi f_{\text{m}}(t - k\tau') + \varphi_0)] \\ &= TI_{\text{DC}} \sum_{k=0}^{\infty} R^k + TI_{\text{m}} \sum_{k=0}^{\infty} R^k \sin(2\pi f_{\text{m}}(t - k\tau') + \varphi_0), \end{aligned} \quad (3.3)$$

missä  $\tau'$  on yhteen edestakaiseen matkaan kuluva aika. Se voidaan laskea jakamalla peilien välinen etäisyys  $d$  valon nopeudella  $c$  ja kertomalla se kahdella. Tällöin

$$\tau' = \frac{2d}{c} = \frac{\tau}{N}, \quad (3.4)$$

missä  $N$  on elinaikaa vastaava määrä edestakaisia matkoja kaviteetissa. Yhtälön (3.3) ensimmäinen termi on vakiotaso, jonka ympärillä intensiteetti värähtelee jälkimmäisen termin mukaisesti. Värähtelyllä on sama taajuus kuin sisään menevällä intensiteetillä, mutta värähtelyn vaihe muuttuu. Mittauksien kannalta intensiteetin vakiotaso ei ole mielenkiintoinen, vaan jatkossa keskitytään käsittelemään intensiteetin muuttuvaa osaa. Yksinkertaisuuden vuoksi oletetaan myös vaihe  $\varphi_0$  nolllaksi. Jälkimmäinen summalauseke voidaan ratkaista tarkastelemalla sini-funktion ominaisuuksia. Trigonometrian laskusääntöjen mukaan [63]

$$\sin(x + y) = \sin x \cos y + \cos x \sin y. \quad (3.5)$$

Trigonometrinen funktioden summalausekkeille on olemassa valmiit ratkaisut [64]

$$\begin{aligned} \sum_{k=0}^{\infty} R^k \sin[(k+1)\theta] &= \frac{\sin(\theta)}{1 - 2R \cos(\theta) + R^2} \\ \sum_{k=0}^{\infty} R^k \cos[(k+1)\theta] &= \frac{\cos(\theta) - R}{1 - 2R \cos(\theta) + R^2}. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Edellä olevien kaavojen avulla yhtälön (3.3) jälkimmäinen summalauseke supistuu muotoon

$$I'_{\text{out}}(t) = TI_{\text{m}} \frac{\sin(\omega t) - R \sin(\omega t + \omega \tau')}{1 - 2R \cos(\omega \tau') + R^2}, \quad (3.7)$$

missä kulmataajuus  $\omega = 2\pi f_{\text{m}}$ . Trigonometrisille funktioille tiedetään [63], että

$$a \sin(\omega t + \alpha) + b \sin(\omega t + \beta) = r \sin(\omega t + \phi), \quad (3.8)$$

missä

$$\begin{aligned} r &= \sqrt{A^2 + B^2} \\ \tan(\phi) &= B/A \\ A &= a \cos(\alpha) + b \cos(\beta) = 1 - R \cos(\omega\tau') \\ B &= a \sin(\alpha) + b \sin(\beta) = -R \sin(\omega\tau'). \end{aligned} \quad (3.9)$$

Tämän avulla yhtälön (3.7) ulos tulevalle intensiteetille saadaan lauseke

$$I'_{\text{out}}(t) = TI_{\text{m}} \frac{\sin(\omega t + \phi)}{\sqrt{1 - 2R \cos(\omega\tau') + R^2}}, \quad (3.10)$$

missä

$$\tan(\phi) = \frac{-R \sin(\omega\tau')}{1 - R \cos(\omega\tau')} \approx -\omega\tau' \frac{R}{1 - R} = -\frac{4\pi f_{\text{m}} d}{c} \frac{R}{1 - R}. \quad (3.11)$$

Approksimaatio voidaan tehdä, koska yhteen edestakaiseen matkaan kuluva aika on erittäin pieni ( $\sim 10^{-7}$  s). Tällöin  $\omega\tau' \ll 1$ , josta seuraa, että  $\sin(\omega\tau') \approx \omega\tau'$  ja  $\cos(\omega\tau') \approx 1$ . Yhtälöstä (3.10) nähdään, että kaviteetista poistuvan valon intensiteetti värähtelee samalla taajuudella kuin sisäänmenevän valon. Kaviteetti muuttaa värähtelyn amplitudia sekä modulaation vaihetta  $\phi$ . Kaviteetin vaihesiirtoon perustuvassa heijastusmittauksessa pyritään selvittämään tämä vaihe-ero sisäänmenevän ja ulostulevan valon välillä. Tällöin yhtälöstä (3.11) voidaan ratkaista kaviteetin heijastavuus

$$R = \frac{\frac{c \tan(\phi)}{4\pi f_{\text{m}} d}}{1 + \frac{c \tan(\phi)}{4\pi f_{\text{m}} d}}. \quad (3.12)$$

[59]

Kaviteetti voidaan muodostaa usemmastakin peilistä [65], mutta tässä työssä kaviteetti muodostettiin kahden peilin avulla, jolloin kaviteetin heijastavuus on

$$R = R_1 R_2 \leq 1, \quad (3.13)$$

missä  $R_1$  on peilin 1 heijastavuus ja  $R_2$  peilin 2 heijastavuus. Mittaus perustuu siis referenssipeilin käyttöön, jonka heijastavuus tunnetaan. Tämä ei kuitenkaan ole ongelma, sillä minkä tahansa peilin absoluuttinen heijastavuus voidaan selvittää kolmen peilin ja mittauksen avulla. Käytettäessä peilejä  $R_1$ ,  $R_2$  ja  $R_3$ , mitataan peilipareja vastaavat kaviteetin heijastavuudet  $R_{12}$ ,  $R_{13}$  ja  $R_{23}$ . Tällöin peilien ab-

soluuttiset heijastavuudet ovat

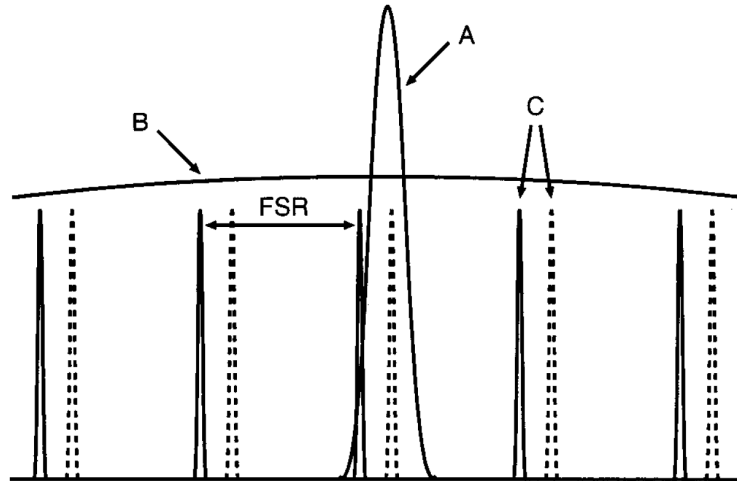
$$\begin{aligned} R_1 &= \sqrt{\frac{R_{12}R_{13}}{R_{23}}} \\ R_2 &= \sqrt{\frac{R_{12}R_{23}}{R_{13}}} \\ R_3 &= \sqrt{\frac{R_{13}R_{23}}{R_{12}}} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Tämän jälkeen mitä tahansa mitatuista peileistä voidaan käyttää jatkossa referenssinä. [11]

Optisessa resonaattorissa päätypeilien väliin muodostuu seisovia aaltoja, joiden välinen etäisyys eli vapaa matka (*engl. free spectral range, FSR*) voidaan laskea yhtälöstä

$$\Delta\lambda_{\text{FSR}} = \frac{\lambda^2}{2n_g d}, \quad (3.15)$$

missä  $\lambda$  on valon aallonpituus ja  $n_g$  on ryhmänopeuden taitekerroin. Mittausjärjestelmässä tämä on otettava huomioon mittauslaseria valittaessa. Mikäli mittauslaserin pitkittäiset muodot ovat kapeampia kuin kaviteetin vapaa matka, niin mitaustuloksiin voi syntyä huojuntaa. Tämä johtuu siitä, että mitattavan kaviteetin peilien etäisyys värähtelee hieman, muuttaen siten myös seisovien aaltojen paikkaa [65, 66]. Huojunta voidaan välttää käyttämällä laseria, jonka viivanleveys on suurempi kuin kaviteetin vapaa matka. Tällöin laser kytkeytyy kaviteettiin, vaikka seisovien aaltojen paikka hieman värähtelisikin. Kuvassa 3.1 on piirretty kaaviokuva eri pitkittäisten muotojen päällekkäisyydestä kaviteetissa.



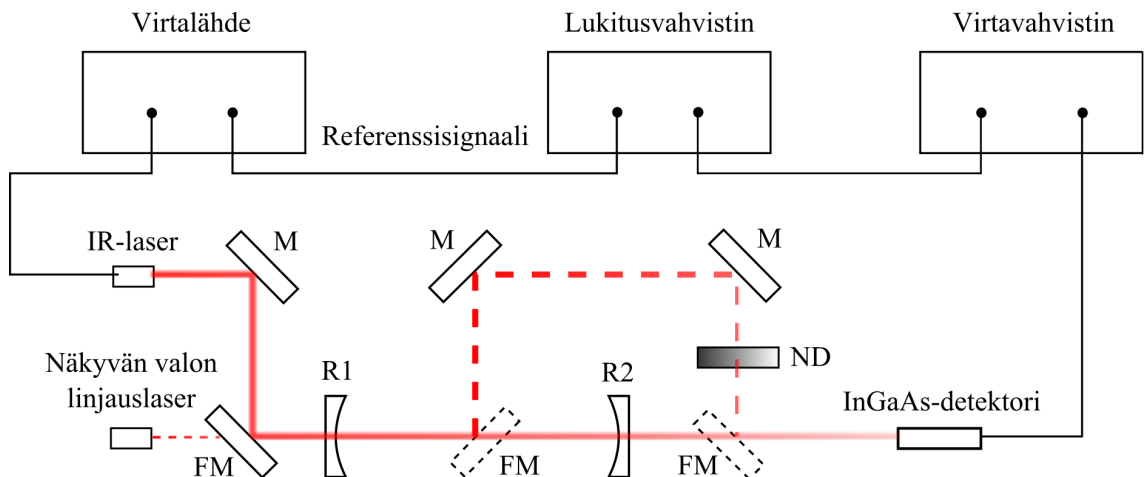
Kuva 3.1: Eri pitkittäisten muotojen päällekkäisyys mittausjärjestelmän kaviteetissa. Piikki A kuvaa kapeapiikkistä laseria, piikki B kuvaa leveäpiikkistä laseria ja C:llä on merkitty kaviteetin seisovia aaltoja. [11]



Tämän työn mittauksissa kaviteetin vapaa matka oli  $\sim 4$  pm. Käytetty mittauslaserin aallonpituusjakauman puoliarvoväleveys oli selkeästi tätä suurempi, joten mittauksissa ei pitäisi esiintyä tästä johtuvaa huojuntaa.

### 3.2 Mittausjärjestelmä

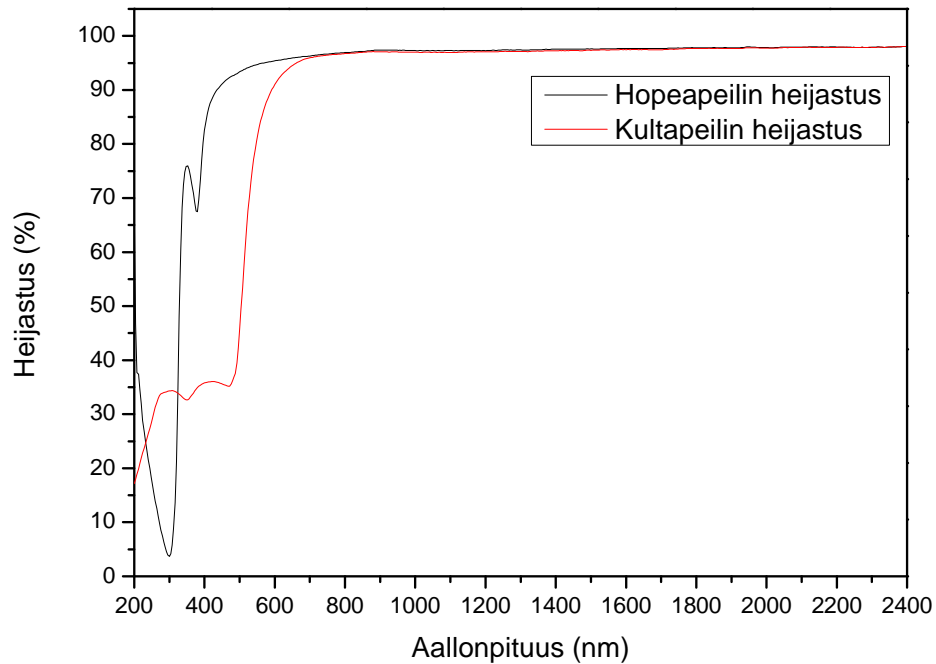
Kuvassa 3.2 näkyy mittausjärjestelmän kaaviokuva. Optinen resonaattori muodostettiin kahdesta korkean heijastavuuden peleistä R1 ja R2, jotka linjattiin huolellisesti linjauslaserin avulla. Moduloitu mittauslaser ohjattiin kaviteetin optiselle akselille kahdella leveäkaistaisella hopeapeilillä (kuva 3.3). Kaviteetin puoliväliin asetettiin kääntöpeili (*engl. flip-up mirror, FM*), joka saatiin taitettua mittauksen ajaksi pois lasersäteen tieltä. FM-peili ohjasi mittauslaserin peilin R2 ohitse referenssireitin kautta detektorille. Referenssireitti koostui neljästä hopeapeilistä, joista kaksi olivat staattisia ja kaksi kääntöpeilejä. Lisäksi reitille asetettiin aallonpituusriippumaton -suodin (*engl. neutral density filter, ND*), jotta mittaus- ja referenssisignaalin voimakkuudet olisivat vertailukelpoisella tasolla. ND-suotimen läpäisevyys oli 40 % (Thorlabs ND04B).



Kuva 3.2: Mittausjärjestelmän lopullisen kytkennän kaaviokuva. Järjestelmällä mitataan peilien R1 ja R2 muodostaman kaviteetin kokonaisheijastusta.

Detektorina käytettiin erittäin herkkää Hamamatsun InGaAs-valodiodia (G8376-03). Diodi toimii aallonpituusalueella 900 – 1700 nm ja sen leikkaantumistaajuus on 400 MHz, mikä riittää erinomaisesti mittauksien suorittamiseen. Mittauksissa käytetyllä aallonpituudella detektorin herkkyys on noin 0.8 A/W [67]. Tämä tarkoittaa, että mitattavat virrat ovat mikroampeeriluokkaa.

Mittauksien alkuvaiheessa detektorin signaali vietiin suoraan lukitusvahvistimelle, mutta hyvin nopeasti havaittiin, että mittaussignaali on liian heikko, jopa korkeatasoisen lukitusvahvistimen mitattavaksi. Mittaussignaalin voimakkuutta kasvatet-



Kuva 3.3: Layertecin valmistaman hopeapeilin sekä itse valmistetun kultapeilin heijastusspektrit. Spektrit on mitattu PerkinElmer spektrofotometrillä.

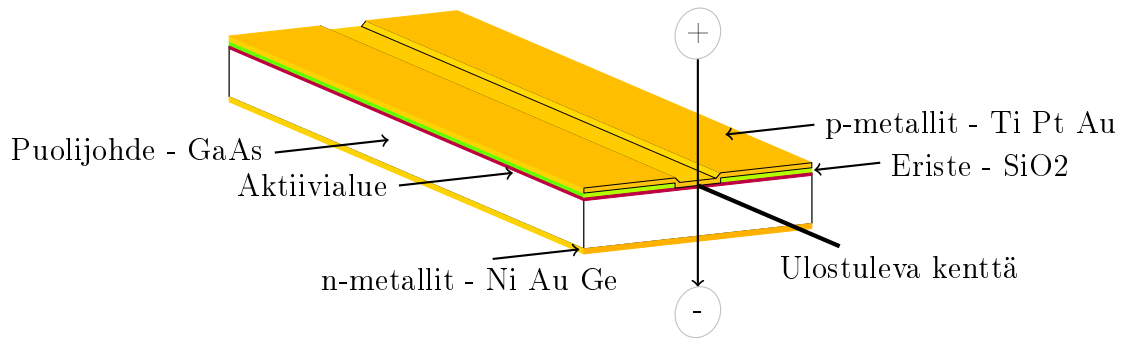
tiin lisäämällä detektorin ja lukitusvahvistimen väliin erillinen virtavahvistin. Virtavahvistimena käytettiin Femton DHPCA-100 vahvistinta. Kyseisessä vahvistimessa vahvistus voidaan säätää  $10^2 - 10^8$  -kertaiseksi. Vahvistimen leikkaantumistaajuus riippuu käytetystä vahvistuksesta siten, että pienimmällä vahvistuksella se on 200 MHz ja kahdella suurimmalla vahvistuksella 220 kHz. Koska käytettävän lukitusvahvistimen ja siten mittaussignaalin maksimitaajuus on 100 kHz, pitäisi valmistajan ilmoittaman 220 kHz:n riittää mittauksiin, jolloin voitaisiin käyttää suurinta mahdollista vahvistusta. Oskilloskoopilla havaittiin kuitenkin signaalin vääristymistä kahta suurinta vahvistusta käytettäessä, joten mittaukset suoritettiin vahvistuksella  $10^6$ , jolloin leikkaantumistaajudeksi on ilmoitettu 1.8 MHz. [68]

Mittauslaseria ajettiin Thorlabsin säädettävällä virtalähteellä ITC510. Virtalähteen syöttämää virtaa on mahdollista moduloida syöttämällä sen modulointisisään-tuloon ulkoinen signaali. Ulkoinen signaali muuttaa virtalähteen syöttämää virtaa 100 mA/V. Mittauksissa modulointisignaalinä käytettiin lukitusvahvistimen sinimuotoista sisäistä referenssisignaalia.

Varsinkin mittausten alkuvaiheessa oli tarve kontrolloida ja tutkia virtalähteen, lukitusvahvistimen ja virtavahvistimen signaaleja. Tästä johtuen niiden rinnalle kytkettiin oskilloskooppi (Tektronix DPO 4104), jolla pystyttiin mittaamaan signaalien

suuruudet sekä taajuudet. Oskilloskooppi osoittautui erittäin hyödylliseksi, koska sen avulla pystyttiin säätämään mittauslaserille maksimivirta ja -modulointijännite siten, että laserin vaste pysyi sini-muotoisena, eikä leikkaantunut tai vääristynyt. Lisäksi oli huomioitava detektorin mahdollinen saturoituminen. Saturoitumisen huomioiminen oli oleellista alkuvalmisteluista tehdessä, mutta mittauksissa peili R1 ja ND-suodin pienensivät intensiteettiä niin voimakkaasti, ettei detektori päässyt saturoitumaan.

Mittauslaserina käytettiin reunaemittoivaa puolijohdelaseria, joka oli valmistettu MBE-laitteistolla ja prosessoitu oksidinauhaprosessilla. Oksidinauhaprosessissa materiaalin pinnalle kuviodaan eristävistä piidioksidista nauhoja. Nauhojen väliin jäävälle paljaalle puolijohdepinnalle pinnoitetaan kontaktimetalli, jonka kautta virta johdetaan materiaaliin. Tällä tavoin syötettävä virta rajataan leveyssuunnassa. Virran rajoittaminen rajoittaa välillisesti myös fotonivuon leveyttä, vaikka fotonitiheys levittäytyykin hieman virran rajaaman alueen ulkopuolelle. Korkeussuunnassa fotonien liikettä rajoittavat kvanttikaivoja ja aaltojohdetta ympäröivät kerrokset. Kuvassa 3.4 nähdään oksidinauhasirun rakenne. [69]



Kuva 3.4: Oksidinauhalasersirun rakenne.

Koko mittausjärjestelmän sydämenä toimii korkeatasoinen lukitusvahvistin. Lukitusvahvistimia käytetään mittaamaan erittäin pieniä vaihtojännitesignaaleja (*engl. alternating current, AC*) jopa muutamaan nanovolttiin asti. Pienien jännitteiden mittaaminen on mahdollista, vaikka signaali sisältäisi tuhansia kertoja jännitettä suurempaa kohinaa. Lukitusvahvistimien toiminta perustuu vaiheherkkään ilmaisuun (*engl. phase-sensitive detection, PSD*), jossa referenssitaajuuden avulla kohinasta voidaan erottaa mitattava signaali.

Monesti kokeellisessa tutkimuksessa ollaan kiinnostuneita tietyn taajuuden signaaleista. Taajuus voi olla peräisin esimerkiksi oskillaattorista tai signaaligeneraattorista. Tällöin lukitusvahvistin luo vastaavalla taajuudella toimivan sini-muotoisen sisäisen referenssisignaalin. Tässä työssä lukitusvahvistinta itseään käytettiin tuottamaan sini-signaali virtalähteelle, jolloin se toimi myös referenssisignaalinä.

Mitattava signaali ( $V_{\text{sig}} \sin[\omega_{\text{sig}} t + \theta_{\text{sig}}]$ ) ohjataan lukitusvahvistimen kerroinpiiriin,

jossa se kerrotaan referenssisignaalin ( $V_L \sin[\omega_L t + \theta_L]$ ) kanssa. PSD-kerroinpiirin ulostulo on näiden kahden aallon tulo

$$\begin{aligned} V_{\text{psd}} &= V_{\text{sig}} V_L \sin(\omega_{\text{sig}} t + \theta_{\text{sig}}) \sin(\omega_L t + \theta_L) \\ &= \frac{1}{2} V_{\text{sig}} V_L \cos[(\omega_{\text{sig}} - \omega_L)t + \theta_{\text{sig}} - \theta_L], \\ &\quad - \frac{1}{2} V_{\text{sig}} V_L \cos[(\omega_{\text{sig}} + \omega_L)t + \theta_{\text{sig}} + \theta_L] \end{aligned} \quad (3.16)$$

missä  $V_{\text{sig}}$  on mittaussignaalin amplitudi,  $\omega_{\text{sig}}$  on mittaussignaalin taajuus,  $\theta_{\text{sig}}$  on mittaussignaalin vaihe,  $V_L$  on sisäisen referenssisignaalin amplitudi,  $\omega_L$  on referenssisignaalin taajuus ja  $\theta_L$  on referenssisignaalin vaihe. PSD:n ulostulo on siis kaksi AC-signaalia, joista toisen taajuus on  $(\omega_{\text{sig}} - \omega_L)$  ja toisen taajuus on  $(\omega_{\text{sig}} + \omega_L)$ . [70]

Kerroinpiirin jälkeen signaali ohjataan alipäästösuotimeen, jossa signaalista poistetaan AC-komponentit. Alipäästösuotimen ulostulosta saadaan siis signaalia vain, jos molemmat taajuudet ( $\omega_{\text{sig}}$  ja  $\omega_L$ ) ovat yhtä suuria. Tällöin ulostulona on vakiotaso

$$V_{\text{psd}} = \frac{1}{2} V_{\text{sig}} V_L \cos(\theta_{\text{sig}} - \theta_L). \quad (3.17)$$

On syytä huomata, että vakiotason suuruus riippuu signaalien vaihe-erosta  $\theta = \theta_{\text{sig}} - \theta_L$ . Tästä johtuen monissa lukitusvahvistimissa on kaksi PSD-piiriä, joista toisessa referenssisignaalia siirretään  $90^\circ$ . Tällöin ulostuleva signaali on

$$V_{\text{psd2}} = \frac{1}{2} V_{\text{sig}} V_L \cos(\theta_{\text{sig}} - \theta_L + 90) \approx \frac{1}{2} V_{\text{sig}} V_L \sin(\theta_{\text{sig}} - \theta_L). \quad (3.18)$$

Lukitusvahvistimen ulostulona saadaan siis kaksi vakiotasoa, joita merkitään yleisesti

$$\begin{aligned} X &= \frac{1}{2} V_{\text{sig}} V_L \cos(\theta) \\ Y &= \frac{1}{2} V_{\text{sig}} V_L \sin(\theta). \end{aligned}$$

Nämä komponentit muodostavat vektorin xy-tasossa, jonka pituus on  $R = \frac{1}{2} V_{\text{sig}} V_L$  ja vaihekulma on  $\theta$ . Yleisesti lukitusvahvistimien ulostulona saadaan neljä lukua:  $X$ ,  $Y$ ,  $R$  ja  $\theta$ . [70]

Vaikka hyvin suuri osa ei toivotusta signaalista saadaan poistettua kerroinpiirin avulla, jää signaaliin aina jonkin verran kohinaa. Tätä kohinaa saadaan vielä pienennettyä kasvattamalla lukitusvahvistimen aikavakiota. Aikavakiolla tarkoitetaan lukitusvahvistimen yhden pisteen mittaamiseen käyttämää aikaa. Vahvistin integroi signaalia aikavakioksi asetetun ajan ja jakaa sen aikavakiolla. Tällöin kohina keskiarvoistuu pois mittaussignaalista. [70]

Edellisessä kappaleessa nähtiin, että mikäli pystytään selvittämään kaviteetin aiheuttama vaiheen muutos  $\phi$ , voidaan tästä ratkaista kaviteetin heijastavuus. Luki-

tusvahvistimen vaihekulman  $\theta$  määritelmästä havaitaan, että sisään tulevan signaalin vaihe vaikuttaa suoraan  $\theta$ :n suuruuteen. Tällöin kirjaamalla ylös vaihekulmat kaviteetin läpi kulkevasta signaalista sekä referenssireitin kautta kulkevasta signaalista ja vähentämällä ne toisistaan, saadaan ratkaisuna kaviteetin aiheuttama vaihesiirto  $\phi$ .

## 4. MITTAUSJÄRJESTELMÄN KÄYTTÖÖNOTTO

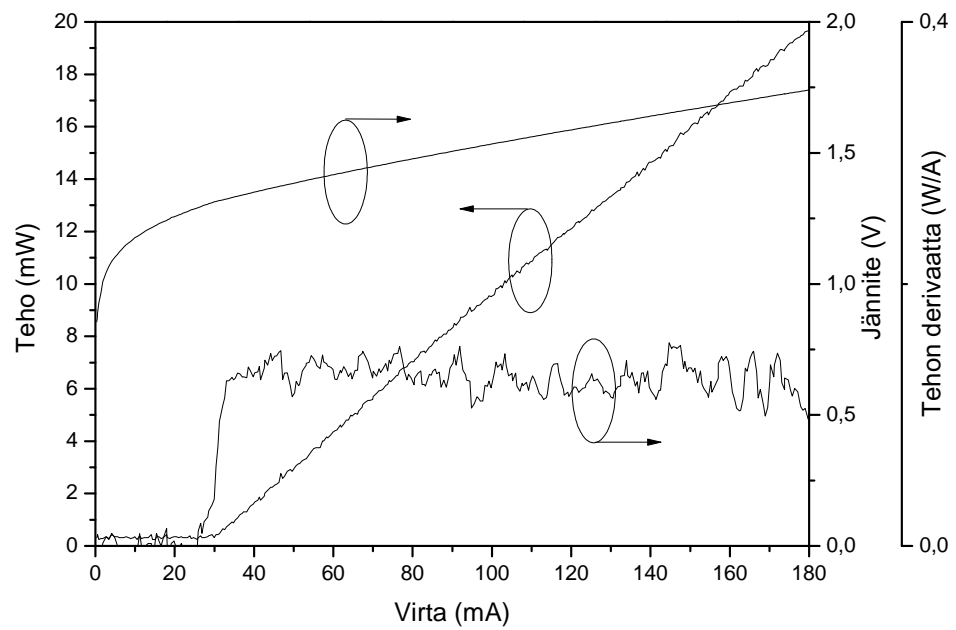
Mittausjärjestelmän kokoaminen aloitettiin mittauksiin soveltuvan mittauslaserin valmistamisella. Optoelektroniikan tutkimuskeskuksella on jo useiden vuosien ajan tutkittu reunaemittioivia lasereita, joten mittauksissa voitiin hyödyntää jo olemassa olevia lasersiruja. Kokoamisprosessin ensimmäinen vaihe oli sopivan sirun valitseminen ja sen toimivuuden varmistaminen.

Mittausjärjestelmän rakentamisen tavoitteena oli pystyä mittaamaan puolijohdepeilejä, joiden heijastuskaistan (*engl. stop-band, SB*) keskikohta oli  $\lambda_{SBcenter} = 1175$  nm. Tämä johtui siitä, että kyseiselle aallonpituudelle oli valmistettu useita erityyppisiä peilejä, joita olisi mahdollista vertailla keskenään. Lisäksi peilien kerrospaksuudet ovat jo melko suuria, joten peiliparien aiheuttama kumuloituva jännitys on merkittävä.

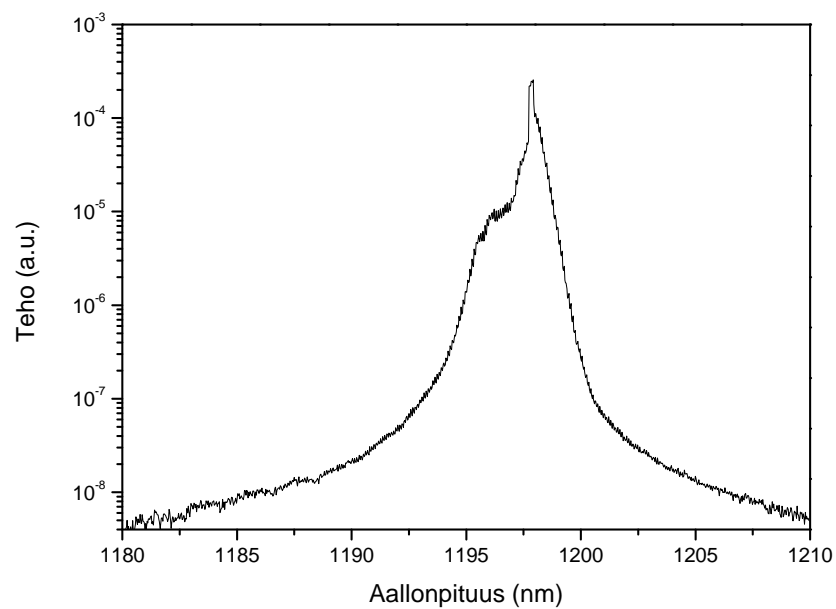
Tämän aallonpituuden reunaemittioivat puolijohdelaserit ovat hieman harvinaisempia ja tehokkuudeltaan vaatimattomampia kuin noin 100 nm lyhyemmällä toimivat laserit. Mittauksia varten valmistettiin kuitenkin oksidinauhalaser InGaAsN-kvanttikaivolla. Tämän laserin maksimitehoksi mitattiin 30 mW ja se operoi aallonpituudella 1198 nm, joka on vielä turvallisesti peilien heijastuskaistalla. Kuvissa 4.1 ja 4.2 näkyvät laserin teho–virta-mittaus sekä laserin spektri.

Mittauslaserin heikosta maksimitehosta johtuen mittaukset olivat hyvin haasteellisia. Varsinkin puolijohdepeiliä mitattaessa, detektorille päässyt intensiteetti oli kohinan suuruuteen verrattuna pieni, jolloin mittaustuloksien keskihajonta oli varsin suuri. Lisäksi kaviteetin linjaaminen tuotti ongelmia, sillä suuresta kohinasta johtuen kaviteettia oli hyvin vaikea linjata maksimoilla mittaussignaalin intensiteetin suuruus.

Mittauksia suoritettiin myös kahdella Layertecin valmistamalle kaupallisella laserpeilillä. Valmistaja on määritellyt peilien heijastavuudeksi  $> 99.8\%$  aallonpituusalueella 900 – 1280 nm. Peilien kaarevuussäde oli 200 mm. Hieman pienemmästä heijastavuudesta ja vähäisestä absorptiosta johtuen mittaustulokset olivat stabiilimpia kuin puolijohdepeiliä käytettäessä. Kaupallisten peilien mittaaminen oli ongelmattomampaa myös, koska niillä oli suuri läpäisevyys kaviteetin linjaamiseen käytettävälle punaiselle laserille. Käytetty puolijohdepeili absorpoi voimakkaasti näkyvän valon aallonpituuksia, joten sen linjaaminen oli haasteellisempaa.



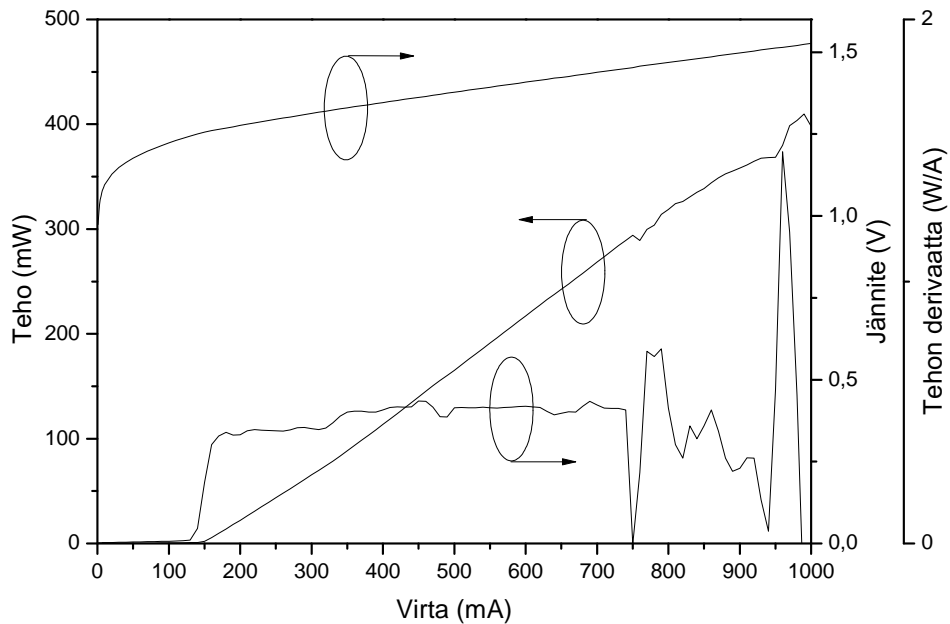
Kuva 4.1: Aallonpituuden 1198 nm mittauslaserin mitattu tehokäyrä. Laserin maksimitehoksi mitattiin 30 mW.



Kuva 4.2: Mittauslaserin aallonpituusjakauma. Jakauman huippu on kohdassa 1198 nm.

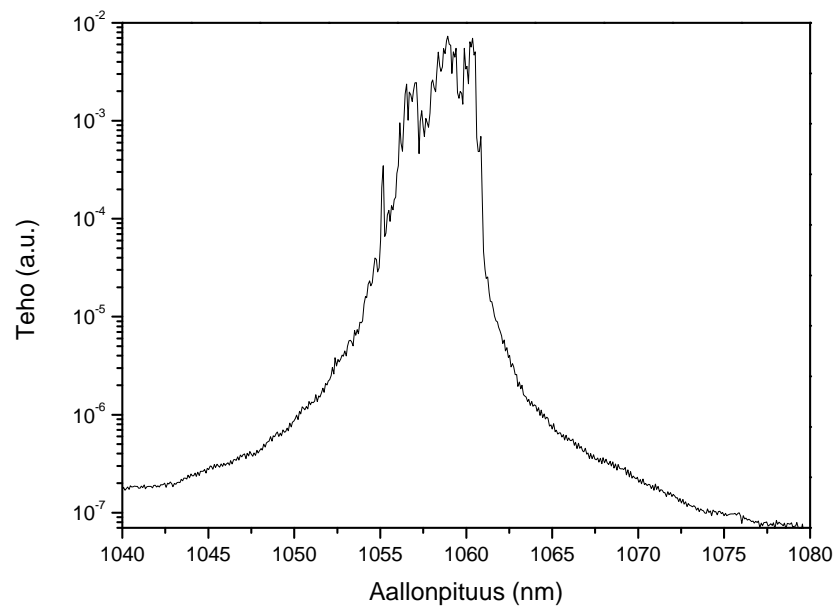
Mittausjärjestelmän optimoimiseen ja parantamiseen käytettiin työtä tehdessä erittäin paljon aikaa. Järjestelmää optimoidessa havaittiin muun muassa maadoitusongelma mittauspöydässä. Virtalähteeltä mittauslaserille syötetty jännite kytkeytyi mittauspöytään ja siitä pöydällä olevaan virtavahvistimeen. Koska virtavahvistimessa käytettiin erittäin suuria vahvistuksia, niin pienikin häiriösignaali vaikutti voimakkaasti mittaustuloksiin. Ongelmaa pahensi se, että häiriösignaalilla oli sama taajuus kuin mittaussignaalilla, jolloin lukitusvahvistin ei pystynyt poistamaan häiriötä. Pöydän huolellisen maadoittamisen jälkeen mittaustulosten suurimmat vaihtelut poistuivat ja tulosten keskihajonta pienentyi.

Kohinan suuruus mittaussignaaliin verrattuna aiheutti useista optimointiyrityksistä huolimatta melko paljon ongelmia, joten lopulta päädyttiin kokeilemaan huomattavasti tehokkaampaa lyhyemmän aallonpituuden puolijohdelaseria. Päätöksen sinetöi vanhan laserin hajoaminen kesken pitkän mittaussarjan. Uusi laser operoi aallonpituudella 1060 nm ja sen maksimiteho oli 400 mW (kuvat 4.3 ja 4.4). Uutta laseria käytettäessä mitattava intensiteetti oli suurempi, jolloin kohinan vaikutus mittaustuloksiin väheni. Uuden laserin ongelmaksi muodostui lasersäteen epäsymmetrisestä poikkeamisesta (*engl. beam divergence*) aiheutuvat hajasäteet. Laserin fokusointi olisi vaatinut kalliin epäsymmetrisen tynnyrilinssin, joita ei ollut mittauksia tehtäessä saatavilla.



Kuva 4.3: Lyhyemmän aallonpituuden mittauslaserin mitattu tehokäyrä. Laserin maksimitehoksi mitattiin 400 mW.

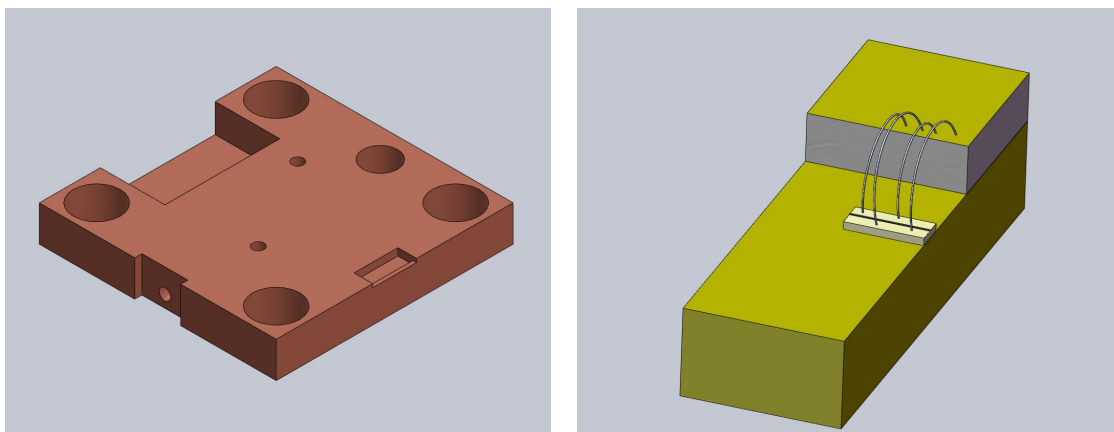




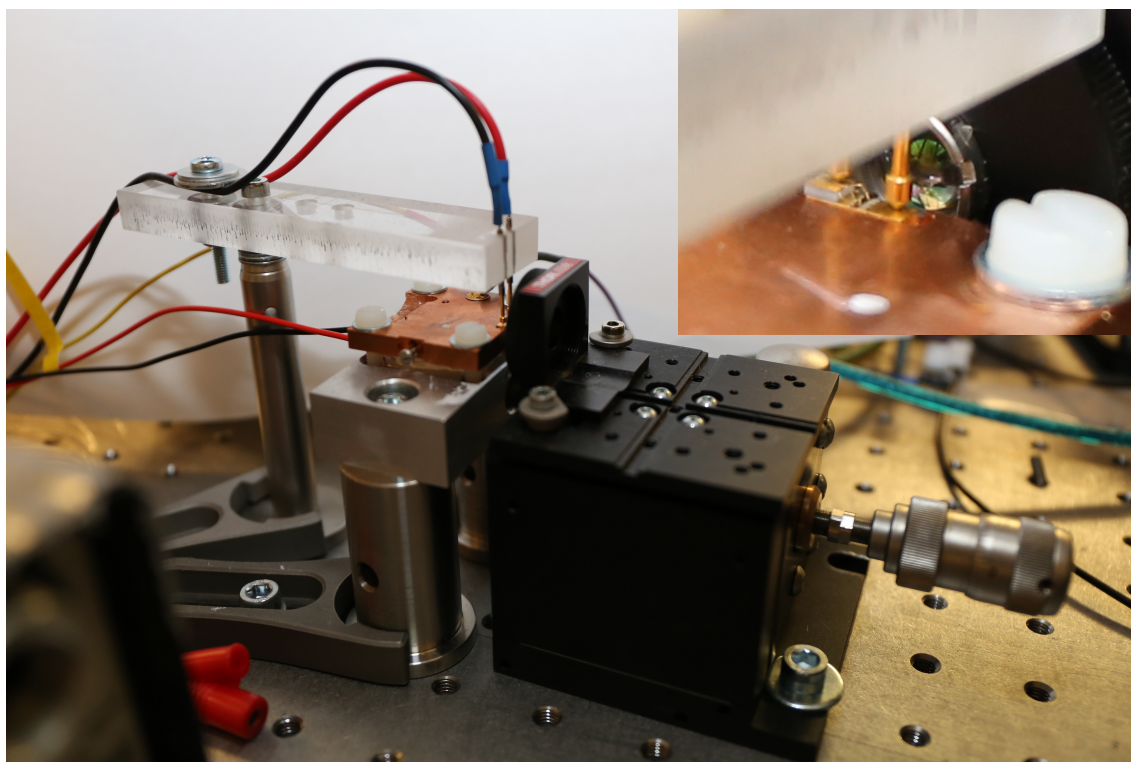
Kuva 4.4: Mittauslaserin aallonpituusjakauma. Jakauman huippu on kohdassa 1060 nm.

Lasersirun jäädyttämiseen ja mittausjärjestelmään kiinnittämiseen suunniteltiin kuparipidike SolidWorks-ohjelmistolla. Kuvassa 4.5 näkyvässä pidikkeessä on kolme paikkaa lasersirulle sekä yksi paikka lämpötila-anturille (AD590). Kuparipidikkeen alapuolelle kiinnitettiin peltier-elementti jäädytystä varten ja tämä liitettiin alumiinipalaseen, joka mahdollistaisi vielä vesikiertojäähdetyksen käyttämisen. Vesikierron käyttäminen ei kuitenkaan ollut mittausten aikana tarpeellista. Peltier-elementtiä ja lämpötila-anturia ohjattiin virtalähteellä, jonka avulla laserin lämpötila saatiin pidettyä stabiilina. Tulevien mittausten kannalta on hyvä huomata, että säätämällä laserin lämpötilaa, voidaan sen aallonpituutta hieman muuttaa. Tällöin on mahdollista mitata kaviteetin heijastavuutta aallonpituuden funktiona. Tässä työssä lämpötila pidettiin mittausten aikana 20 °C:ssa.

Mittausjärjestelmä haluttiin suunnitella mahdollisimman pysyväksi, joten mitauslaser kiinnitettiin aluksi kuparipidikkeeseen liimalla. Laserin eteen sijoitettiin tynnyrilinssi lasersäteen fokusoimiseksi. Linssi säädettiin oikealle kohdalle CCD-kameran avulla ja tämän jälkeen myös linssi liimattiin kuparipidikkeeseen. Tällä tavoin järjestelmästä saatiin myös hieman edullisempi, sillä muuten linssi olisi vaatinut xyz-suuntiin liikkuvan alustan, jotka ovat kalliita. Mittauslaserin hajoamisen jälkeen tästä menetelmästä kuitenkin luovuttiin epäkäytännöllisenä. Kuvassa 4.6 näkyy laserin lopullinen kytkentä. Mittauslaser on asetettu sille tehtyyn pieneen aukkoon, joten se voidaan helposti vaihtaa esimerkiksi eri aallonpituuden laseriin. Fokusoitinlinssi kiinnitettiin kolmen akselin mikrometrialustaan (Thorlabs MBT616D).



Kuva 4.5: Lasersirun jäähdyttämiseen ja kiinnittämiseen suunniteltu kuparipidike sekä lasersirun L-mallinen alusta.



Kuva 4.6: Mittauslaserin lopullinen kytkentä ja inserttinä oikeassa yläkulmassa lähikuva lasersirusta.

Mittausjärjestelmän kokoamisen seuraava vaihe oli kuvassa 3.2 näkyvien komponenttien paikalleen asettaminen. Ennen lopullisen kokoonpanon muodostumista järjestelmä koki joitakin variaatioita. Esimerkiksi linjauslaser sijoitettiin aluksi detektorin taakse siten, että peilit ohjasivat säteen mittauslaserin linssiin. Tämä ei kuitenkaan toiminut toivotulla tavalla, kun R2-peilinä käytettiin puolijohdepeiliä. Tällöin linjauslaser absorboitui puolijohdeeseen ja kaviteetin linjaaminen ei onnistunut. Puolijohdepeili haluttiin kuitenkin sijoittaa mittauslaserista katsoen jälkimmäiseksi, jotta kaviteetin sisään pääsisi mahdollisimman suuri intensiteetti. Linjauslaser sijoitettiin lopulta kuvassa näkyvälle paikalleen ja kaviteetti sekä referenssireitti linjattiin detektorille sen avulla. Mittauslaser ohjattiin kahden säädettävän peilin sekä kahden iiriksen avulla samalle optiselle akselille linjauslaserin kanssa.

Lukitusvahvistimena kokeiltiin aluksi hieman jo ikääntynyttä Stanford Research Systemsin SR510 vahvistinta. Tällä vahvistimella ei kuitenkaan saatu tehtyä onnistuneita mittauksia, sillä mittaustilanteessa vaiheen suuruus vaihteli merkittävästi. Vaihtelusta johtuen epäiltiin, että mittaussignaali oli erittäin kohinainen. Kohinan vaikutusta yritettiin pienentää käyttämällä suuria aikavakioita ( $> 10$  s). Tämä ei kuitenkaan saanut signaalia pysymään täysin tasaisena. Pitkästä aikavakiosta johtuen vaiheen lukema näytti hetkellisesti vakiolta, mutta muutamien minuuttien aikana se saattoi muuttua useita asteita. Jälkikäteen selvisi, että muillakin oli ollut kyseisen vahvistimen kanssa ongelmia ja epäilyksenä oli, että kyseinen lukitusvahvistin oli epäkunnossa.

Ongelmien poistamiseksi lukitusvahvistimeksi vaihdettiin Stanford Research Systemsin SR830. Tällä digitaalisella lukitusvahvistimella kohinan suuruus pysyi paremmalla tasolla ja mittauksia pystyttiin suorittamaan käyttämällä pitkiä aikavakioita. Suuria aikavakioita käytettäessä ongelmaksi muodostui, että mittaustuloksen luotettavuutta oli vaikea arvioida. Vaikka signaali olisi erittäin kohinainen ja vaihekulman suuruus vaihtelisi voimakkaasti, saadaan aikavakiota kasvattamalla vaihekulmaksi stabiili lukema. Tällöin vaihekulman suuruus ja siten mittaustulos näyttivät luotettavilta, mutta todellisuudessa mitattava signaali saattoi olla erittäin kohinainen, jolloin virheen suuruutta mittauksissa oli vaikea arvioida. Referenssireitin ja kaviteetin väliset vaihe-erot olivat muutaman asteen luokkaa, joten pienetkin epätarkkuudet näkyivät lopullisissa tuloksissa.

Tähän asti mittaukset oli suoritettu kirjaamaalla vaihekulman suuruus ylös käsin ja käyttämällä lukitusvahvistimessa riittävän suurta aikavakiota, jotta lukema pysyi stabiilina. Edellä mainitusta syystä tästä menettelystä päätettiin luopua ja suorittaa mittaukset ohjelmallisesti. Mittausohjelman kehittäminen oli mittaustuloksien kannalta ehdottomasti tämän työn suurin edistysaskel ja ohjelman valmistumisen jälkeen pystyttiin tekemään pitkiä mittaussarjoja. Ohjelma (liite A) tehtiin LabVIEW-ohjelmistolla. Se mahdollisti lukitusvahvistimen ohjaamisen ja mittauksien suorit-

tamisen tietokoneella. Ohjelma suunniteltiin siten, että se pystyi itsenäisesti suorittamaan pitkiä mittaussarjoja. Ohjelmalle syötettiin mittauspisteiden määrä sekä modulointitaajuuudet, joilla mittaukset haluttiin suorittaa. Tällöin mittautuloksia pystyttiin analysoimaan jälkikäteen esimerkiksi MATLAB-ohjelmistolla. LabVIEW-ohjelma myös piirsi mittautuloksista graafisen esityksen, josta voitiin nopeasti nähdä vaihekulman vaihteluväli ja siten arvioida mittauksen luotettavuutta.

Mittauksissa mittauspisteiden määrä vaihteli 1000:n ja 10000:n välillä. Yleensä mittaukset kuitenkin suoritettiin noin 4000:lla pisteellä. Tämä siksi, että analysoitaessa 10000:n mittauspisteen tuloksia havaittiin, ettei vaihekulman keskiarvo muuttunut 3000:n ensimmäisen mittauspisteen jälkeen. Järjestelmä mittasi noin tuhat pistettä minuutissa, joten mittauspisteiden määrään optimointi säästi huomattavan paljon aikaa. Tämän työn mittaukset suoritettiin viidellätoista eri taajuudella, jolloin yhden reitin mittaukseen kului aikaa noin tunti. Lisäksi aikaa kului ennen mittauksia tehtävään reittien linjaamiseen.

LabVIEW-ohjelma voitiin asettaa tekemään automaattisesti mittauksia useilla eri taajuuksilla. Yhtälöstä (3.11) nähdään, että käytetty modulointitaajuus vaikuttaa vaihe-eron suuruuteen siten, että taajuuden kasvattaminen kasvattaa vaihe-eroa. Modulointitaajuus ei kuitenkaan vaikuta kaviteetin heijastavuuteen. Tällöin järjestelmän luotettavuutta voidaan testata tekemällä mittauksia eri taajuuksilla. Taajuuden ja siten kaviteetin ja referenssireitin välisen vaihe-eron kasvaessa pienet virheet vaihekulmassa vaikuttavat vähemmän laskettuun heijastavuuteen. Mittaustarkkuus on siis parempi käytettäessä suuria taajuuksia. Toisaalta käytettyjen komponenttien nopeudet rajoittavat taajuuksia yläpäätä.

Mittauksien alkuvaiheessa tehtiin koemittauksia taajuuksilla väliltä 1 kHz aina lukitusvahvistimen maksimitaajuuteen 100 kHz asti. Koemittauksista havaittiin, ettei mittauksia kannata suorittaa aivan taajuusalueen ääripäissä. Pienimmillä taajuuksilla kaviteetin aiheuttama vaihe-ero on niin pieni ( $\sim 0.3^\circ$ ), että kohinan aiheuttama virhe kasvaa merkittäväksi. Seuraavassa kappaleessa esitettävissä mittautuloksissa vaiheen vaihteluväli pienillä taajuuksilla oli  $\sim 0.2^\circ$ . Tällöin vaihteluväli olisi siis lähes yhtä suuri kuin mitattava vaihe-ero. Varsinaiset mittaukset suoritettiin yleensä noin 8 kHz – 35 kHz:n taajuuksilla 1 kHz – 2 kHz:n välein.

Tietokoneavusteisista mittauksista kertyi nopeasti paljon mittausdataa, joten datan käsittelyä varten tehtiin ohjelma (liite B) MATLAB-ohjelmistoon. Ohjelma luki mittautiedoston muistiin, laski vaihekulmien keskiarvot sekä laski kaviteetin heijastavuuden. Mikäli mittauksia suoritettiin usealla taajuudella, kuten yleensä tehtiin, annettiin ohjelmalle kaikki mittaussarjassa olevat tiedostot. Tällöin ohjelma luki tiedostonimestä käytetyn taajuuden ja käytti sitä laskuissa. Ulostulona saatiin vektorimuodossa käytetyt taajuudet sekä vastaavat heijastuvuudet. LabVIEW-ohjelma oli ohjelmoitu nimeämään tiedostot aina samaan muotoon ja sisällyttämään niihin mo-

dulointitaajuuksien suuruudet. MATLAB-ohjelmalla pystyttiin hyvin nopeasti käsittelemään suuriakin mittaussarjoja. Lisäksi mittausdatasta voitiin helposti laskea keskiarvoja sekä -hajontoja.

## 5. MITTAUSTULOKSET

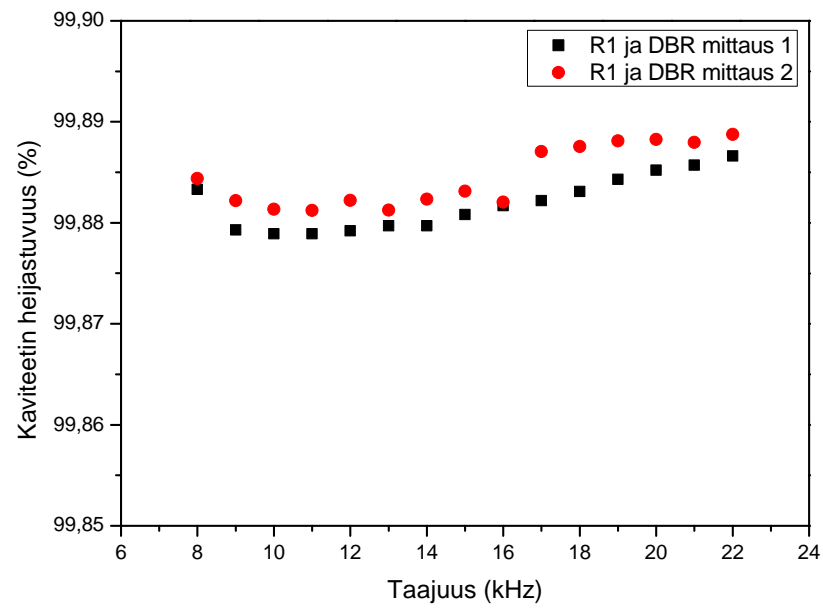
Järjestelmän optimoimisen jälkeen suoritettiin pitkä mittaussarja, jossa käytettiin kahta kaupallista laserpeiliä sekä yhtä puolijohdepeiliä. Laserpeileille (R1 ja R2) valmistaja on määrittänyt heijastavuudeksi  $> 99.8\%$ . Puolijohdepeilin (DBR) heijastuskaistan keskikohta oli tähdätty aallonpituudelle 1175 nm. Kuvasta 2.7 nähdään kuitenkin, että heijastuskaistan keskikohta oli noin 1170 nm. Mittauslaserin aallonpituus oli 1198 nm. Tälle aallonpituudelle simulointiohjelma antaa puolijohdepeilin heijastavuudeksi 99.946 %.

Mittaukset suoritettiin siten, että kaviteetin linjauksen jälkeen LabVIEW-ohjelma asetettiin ottamaan 4000 mittauspistettä 1 kHz:n välein taajuväliltä 8 – 22 kHz. Tämän jälkeen lasersäde ohjattiin kääntöpeilillä referenssireitille ja mitattiin vastaavat pisteet. Toimenpide suoritettiin kokoonpanoille R1 ja DBR, R2 ja DBR sekä R2 ja R1. Tällöin yhtälöllä (3.14) pystyttiin määrittämään peilien absoluuttiset heijastavuudet. Kuviin 5.1, 5.2 ja 5.3 on piirretty mitatut kaviteetin kokonaisheijastavuudet eri kokoonpanoilla. Mittaussarja toistettiin kahdesti kahdelle ensimmäiselle kokoonpanolle. Viimeiselle kokoonpanolle mittaukset suoritettiin vain kertaalleen mittauslaserin hajoamisen vuoksi.

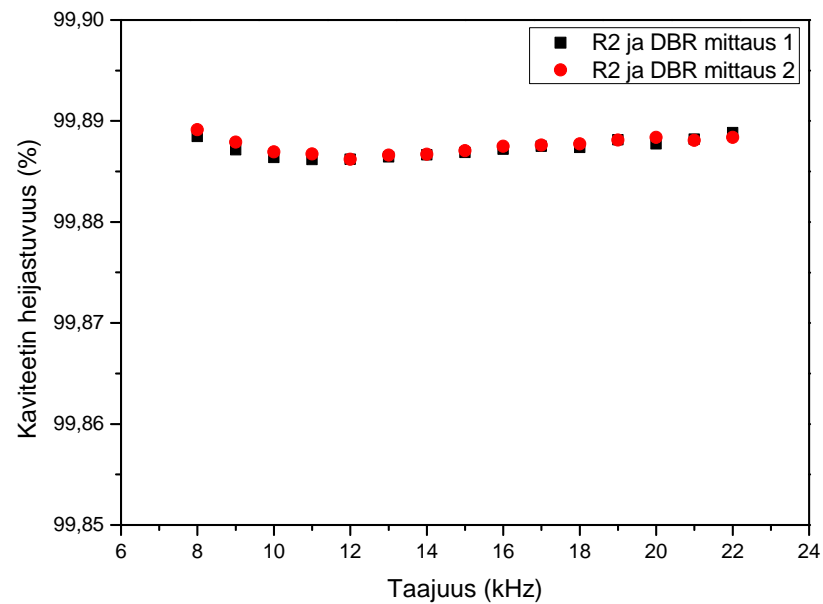
Mittauksista kertynyt data analysoitiin MATLAB-ohjelmistolla. Mittausdatasta laskettiin kaikille kokoonpanoille kaviteetin kokonaisheijastavuus taajuuden funktiona yhtälöllä (3.12) sekä näistä heijastavuuden keskiarvot ja -hajontat. Lisäksi yhtälöllä (3.14) laskettiin peilien heijastavuudet. Saadut tulokset on merkitty taulukkoon 5.1. Keskihajonnasta on syytä ottaa huomioon, että sillä tarkoitetaan eri taajuuksilla saadun mittaustuloksen hajontaa eikä yksittäisten mittauspisteiden hajontaa.

Taulukko 5.1: Kaviteetin kokonaisheijastavuuden keskiarvot ja -hajonnat eri kokoonpanoille sekä peileille lasketut heijastavuudet.

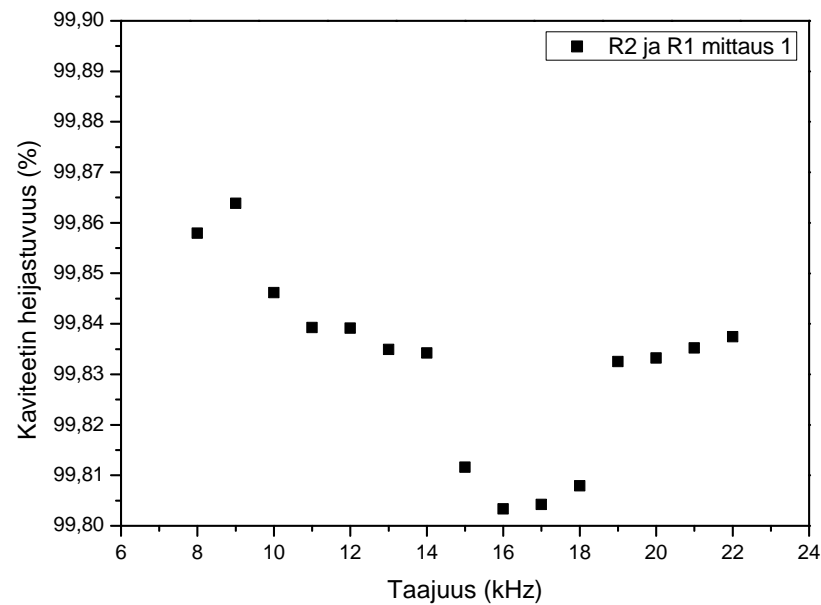
Mittaus	Kaviteetin heijastavuus	Keskihajonta	Peili	Peilin heijastavuus
R1 ja DBR	99.88 %	0.0006 %	R1	99.91 %
R2 ja DBR	99.89 %	0.0006 %	R2	99.92 %
R2 ja R1	99.83 %	0.02 %	DBR	99.97 %



Kuva 5.1: Kaviteetin kokonaisheijastavuus modulointitaajuuden funktiona peileillä R1 ja DBR.



Kuva 5.2: Kaviteetin kokonaisheijastavuus modulointitaajuuden funktiona peileillä R2 ja DBR.

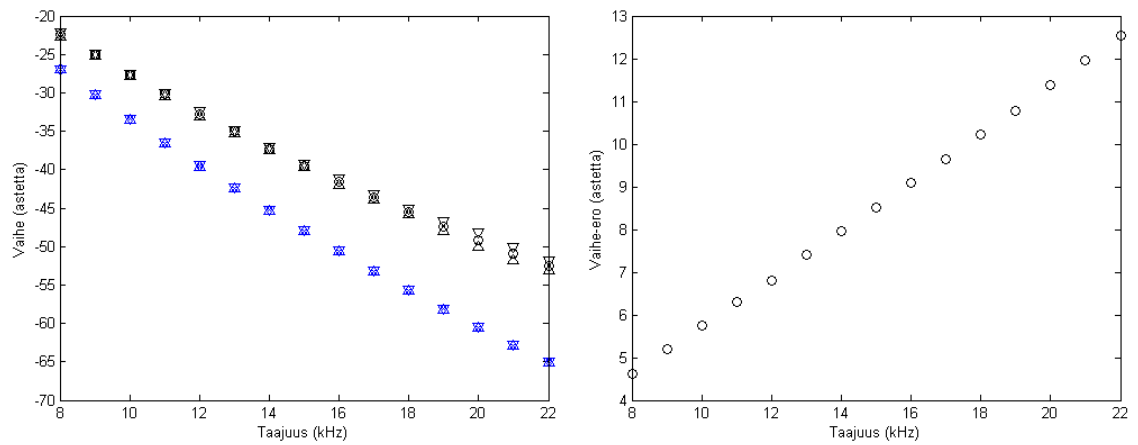


Kuva 5.3: Kaviteetin kokonaisheijastavuus modulointitaajuuden funktiona peileillä R2 ja R1.

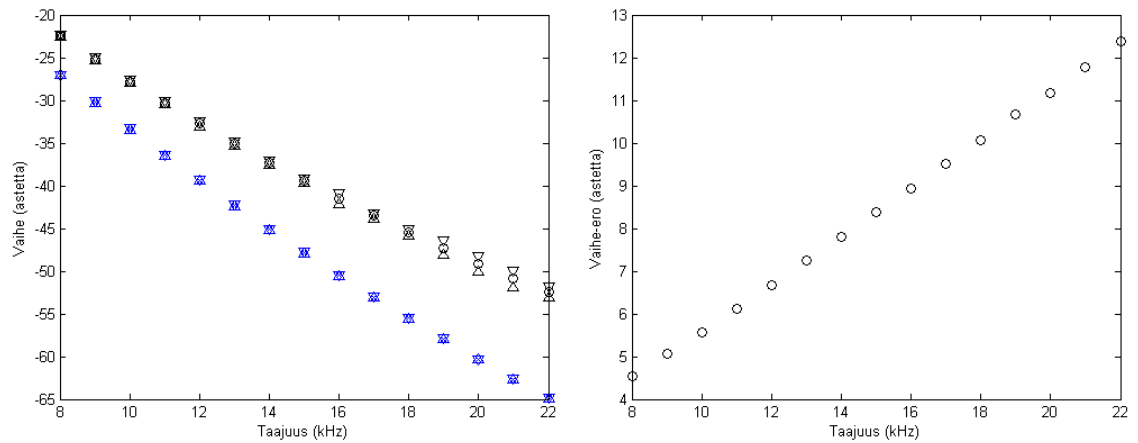
Kuvista 5.1 ja 5.2 nähdään, että puolijohdepeiliä käytettäessä kaviteetille mitatut heijastavuudet ovat lähes samat eri taajuuksilla. Hieman yllättäen kuvan 5.3 kaupallisille peileille tehdyssä mittauksessa, tuloksien vaihteluväli on suurempi. Aikaisemmissa mittauksissa juuri puolijohdepeilille tehdyt mittaukset ovat osoittautuneet hankaliksi, sillä tällöin kaviteetin linjaaminen on ollut haastavampaa. Mittausarjassa kaviteettien linjaamiset tehtiin kuitenkin erittäin huolellisesti, mikä näkyy DBR-mittausten pienenä vaihteluvälinä.

Mittauksissa näkyvästä vaihtelusta johtuen mittausdataa on analysoitu tarkemmin kuvissa 5.4, 5.5, 5.6 ja 5.7. Kuviin 5.4 ja 5.5 on piirretty kokoonpanojen R1 ja DBR sekä R2 ja DBR mitattujen vaiheiden keskiarvot sekä niistä laskettu vaihe-ero taajuuden funktiona. Lisäksi jokaiselle taajuudelle laskettiin mittauspisteiden eli mitattujen vaiheiden keskihajonta. Vasemmanpuoleisiin kuviin on merkitty kolmiolla vaiheiden keskiarvoista vähennetyt keskihajonnat ja kärjellään seisovalla kolmiolla keskiarvoihin lisätyt keskihajonnat. Kaupallisille peileille vastaavat käyrät on piirretty erikseen kuviin 5.6 ja 5.7 tarkempaa tarkastelua varten.

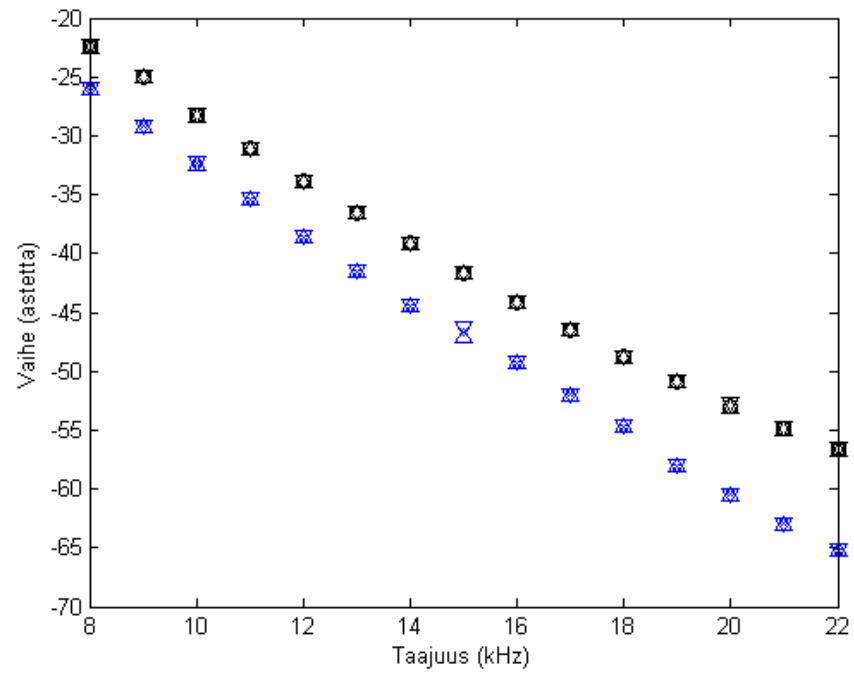




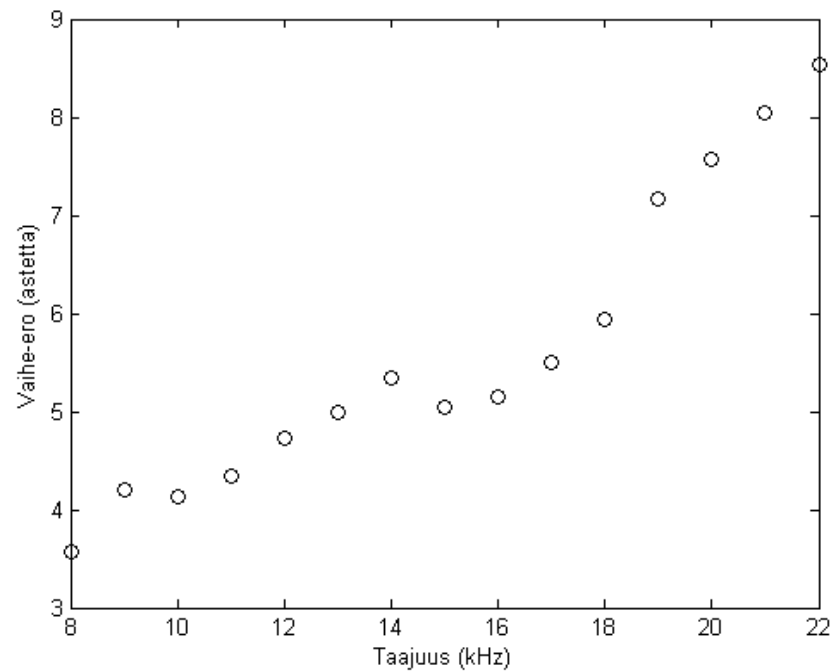
Kuva 5.4: Peileille R1 ja DBR mitatut vaiheet ja vaiheen keskihajonta (vasemmalla) sekä kaviteetin ja referenssireitin väliset vaihe-erot (oikealla) taajuuden funktiona. Vasemmassa kuvassa mustalla on merkitty kaviteetin läpi kulkeneen säteen vaihetta ja sinisellä referenssireitin kautta kulkeneen säteen vaihetta.



Kuva 5.5: Peileille R2 ja DBR mitatut vaiheet ja vaiheen keskihajonta (vasemmalla) sekä kaviteetin ja referenssireitin väliset vaihe-erot (oikealla) taajuuden funktiona. Vasemmassa kuvassa mustalla on merkitty kaviteetin läpi kulkeneen säteen vaihetta ja sinisellä referenssireitin kautta kulkeneen säteen vaihetta.



Kuva 5.6: Peileille R2 ja R1 mitatut vaiheet ja vaiheen keskihajonta taajuuden funktiona. Kuvassa mustalla on merkitty kaviteetin läpi kulkeneen säteen vaihetta ja sinisellä referenssireitin kautta kulkeneen säteen vaihetta.



Kuva 5.7: Peileille R2 ja R1 mitatut kaviteetin ja referenssireitin väliset vaihe-erot taajuuden funktiona.

## 6. TULOSTEN TARKASTELU

Puolijohdepeilillä tehdyissä mittauksissa hyvin tyypillistä oli, että kaviteetin läpi kulkevassa signaalissa oli selkeästi referenssireittiä suurempi keskihajonta. Tämä johtuu siitä, että kaviteetin läpi detektorille pääsevä intensiteetti on huomattavasti pienempi, jolloin kohinan vaikutus on suurempi. Ilmiö on havaittavissa myös tarkasteltaessa kuvien 5.4 ja 5.5 keskihajontoja. Tästä huolimatta käytettäessä suuria otantoja, kuten mittauksissa tehtiin, kohinan vaikutus keskiarvoistuu pois mittaustuloksista ja tuloksien vaihteluväli eri mittauskerroilla pysyy hyvin pienenä. Suuren otannan vaikutus havaitaan selkeästi oikeanpuoleisista kuvista, joissa vaihe-ero on piirretty taajuuden funktiona. Vaihe-erot muodostavat suoran, kuten teoria antaa olettaakkin. Kaupallisia peilejä käytettäessä detektorille pääsee hieman suurempi intensiteetti, jolloin kohinan vaikutus ei ole aivan niin merkittävä kuin puolijohdepeiliä käytettäessä. Kuvassa 5.6 tämä havaitaan mustien kolmioiden pienenä etäisyytenä.

Kuvasta 5.7 nähdään, että kaupallisille peileille tehdyssä mittauksessa vaihe-erossa on selkeä pudotus 15 kHz:n kohdalla. Tämä aiheuttaa myös varsinaisiin mittaustuloksiin selkeän pudotuksen kaviteetin kokonaisheijastavuudessa (kuva 5.3). Tarkasteltaessa mittauspisteiden hajontaa kaupallisten peilien tapauksessa (kuva 5.6) havaitaan, että referenssireitin keskihajonta kasvaa äkillisesti juuri 15 kHz:n kohdalla. Referenssireitin vaihemittauksen keskihajonta oli  $0.084^\circ$  vielä 14 kHz:n taajuudella. Sen sijaan 15 kHz:n taajuudella vastaava lukema oli  $0.44^\circ$ . Tämä viittaisi mittaussäätöjärjestelmässä tapahtuneeseen hetkelliseen häiriöön, jonka vaikutus mittaukseen on havaittavissa vielä seuraavien kolmen taajuusastelehen verran, aiheuttaen siten epätarkkuuden mittaustuloksissa.

Mittaussäätöjärjestelmälle referenssireitin epävakaus oli hyvin epätyypillistä, kuten tämän työn muista mittauksistakin voidaan havaita. Jälkikäteen häiriön lähdettä on hyvin vaikea arvioida, mutta edellä mainitusta syystä sen voisi olettaa olevan peräisin mittaussäätöjärjestelmän ulkopuolisesta tekijästä. Mittaustulosten kannalta häiriön vaikutus ei kuitenkaan ollut kovin merkittävä. Mikäli kaupallisten peilien (kokoonpano R2 ja R1) muodostaman kaviteetin kokonaisheijastuksen keskiarvo laskettaisiin, jättäen taajuudet 15 – 18 kHz pois laskuista, saataisiin tulokseksi 99.84 %. Jos tätä lukua käytettäisiin yhtälön (3.14) laskuissa, niin se muuttaisi yksittäisten peilien heijastavuuksista vasta kolmatta desimaalia. Kun lasketut heijastavuudet pyöristetään toisen desimaalin tarkkuudella, taulukon 5.1 tuloksista muutuisi vain R1

arvoon 99.92 %.

Pienestä mittaustulosten vaihtelusta huolimatta mittaukset onnistuivat varsin hyvin ja mittausjärjestelmällä on mahdollista saada hyvin tarkkoja tuloksia peilien heijastavuuksista. Jatkotutkimuksissa on kuitenkin syytä ottaa huomioon, että taulukon 5.1 tulokset ovat hieman odotettua suurempia. Kaupallisten peilien tarkkaa heijastusta ei ole tiedossa, mutta simulointiohjelma antaa puolijohdepeilille heijastuksen arvoksi noin 0.02 %-yksikköä vähemmän kuin mittaustulos. Tämä antaa viitteitä siitä, että mittausjärjestelmässä saattaa olla pieni systemaattinen virhe. Yksi vaihtoehto virhelähteeksi on mittaaslaserin mahdollinen hajasäteily. Mittausjärjestelmän seuraavassa variaatiossa tähän on tarkoitus kiinnittää erityisesti huomiota.

## 7. YHTEENVETO

Tässä diplomityössä perehdyttiin ja rakennettiin heijastusmittausjärjestelmä laserpeilien mittausta varten. Mittausjärjestelmänä käytettiin kaviteetin vaihesiirtoon perustuvaa heijastusmittaustapaa. Tavoitteena oli pystyä mittaamaan laserpeilien ja erityisesti puolijohdepeilien heijastavuus erittäin tarkasti ( $\sim 0.01\%$ ). Työssä perehdyttiin myös puolijohteista valmistettuihin DBR-peileihin sekä niiden käyttöön laserteknologiassa.

Mittauksissa käytetty puolijohdepeili koostui 26:sta GaAs/AlAs-peiliparista ja sen heijastuskaistan keskikohta oli 1170 nm. Mittauslaserina käytettiin oksidinauha-prosessoitua reunaemittovaa puolijohdelaseria GaInNAs-kvanttikaivolla, joka emittoi aallonpituudella 1198 nm. Laserin aallonpituudella simulointiohjelma antaa puolijohdepeilin heijastavuudeksi 99.946 %. Työssä tehdystä mittaussarjasta laskettiin puolijohdepeilin heijastavuudeksi 99.97 %. Lisäksi mitattiin heijastavuudet kahdelle kaupalliselle laserpeilille. Mittaustuloksina saatiin 99.91 % ja 99.92 %, valmistajan määrittäessä heijastavuuksiksi vähintään 99.8 % aallonpituusvälillä 900 – 1280 nm.

Mittausjärjestelmän käyttöönotto osoittautui haasteelliseksi ja järjestelmän optimoimiseen käytettiin paljon aikaa. Työn suurin kehityssaskel oli siirtyä manuaalisesta mittauksesta tietokoneavusteiseen mittaustapaan. Tätä varten työn aikana tehtiin LabVIEW-ohjelma lukitusvahvistimen ohjaamiseen sekä MATLAB-ohjelma tulosten nopeaa käsittelyä varten (liitteet A ja B). Ohjelmien avulla pystyttiin ottamaan tuhansia mittauspisteitä eri taajuuksilla ja siten suorittamaan pitkiä mittaussarjoja. Vaikka mittaustuloksia kertyi paljon, tulosten käsittely oli nopeaa hyvin suunniteltujen ohjelmien ansiosta.

Mittausjärjestelmän käyttöönoton yksi suurimmista haasteista oli mittaussarjan heikohko maksimiteho 30 mW. Tämä vaikeutti erityisesti kaviteetin linjaamista, sillä suuresta kohinasta johtuen kaviteettia ei ollut mahdollista linjata maksimoimalla detektorille menevä intensiteetti. Mittausjärjestelmän toiminnan kannalta tulevaisuudessa olisi erittäin mielenkiintoista käyttää mittaussarjassa 1064 nm:n aallonpituudella InGaAs-kvanttikaivolla toimivaa reunaemittovaa puolijohdelaseria. Kyseisen laserin maksimitehoksi mitattiin 400 mW. Tämä aallonpituus ei kuitenkaan ole aivan niin mielenkiintoinen puolijohdepeilien tutkimuksen kannalta, sillä lyhyempi aallonpituus ja siten pienemmät kerrospaksuudet aiheuttavat pienemmän kumuloidun jännityksen rakenteeseen. Tällöin peiliparien määrän optimoinnin tarve on

hieman vähäisempi kuin pidemmillä aallonpituuksilla ja siten paksummilla peiliparikerroksilla.

Tulevien mittausten kannalta on myös hyvä huomata, että säätämällä laserin lämpötilaa voidaan sen aallonpituutta hieman muuttaa. Tällöin olisi mahdollista mitata kaviteetin heijastavuutta aallonpituuden funktiona.

# LÄHTEET

- [1] W. F. Brinkman, D. E. Haggan, and W. W. Troutman, “A history of the invention of the transistor and where it will lead us,” *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 32, no. 12, pp. 1858–1865, 1997.
- [2] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature*, vol. 187, no. 493, 1960.
- [3] A. Javan, W. R. Bennet, and D. R. Herriot, “Population inversion and continuous optical maser oscillation in a gas discharge containing of He-Ne mixture,” *Physical Review Letters*, vol. 6, no. 3, 1961.
- [4] R. N. Hall, G. E. Fenner, T. J. Kingsley, and R. O. Carlson, “Coherent light emission from GaAs-junctions,” *Physical Review Letters*, vol. 9, no. 9, 1962.
- [5] “iStock: CD and laser,” January 2014, kuvalle annettu oikeudet julkiseen käyttöön. [Online]. Available: <http://www.istockphoto.com/stock-photo-4834173-cd-and-laser.php?st=a3224e8>
- [6] A. Chailertvanitkul, S. Uchiyama, Y. Kotaki, Y. Kokubun, and K. Iga, “Fabrication of GaInAsP/InP hetero-multilayers by LPE,” in *Extended Abstracts 15th Conf. on Solid State Devices and Materials Tokyo*, 1983, p. 305.
- [7] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, “High-power ( $> 0.5$  W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM<sub>00</sub> beams,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 9, no. 8, pp. 1063–1065, Aug 1997.
- [8] M. Kuznetsov, F. Hakimi, and R. Sprague, “Design and characteristics of high-power ( $> 0.5$  W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM<sub>00</sub> beams,” *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, vol. 5, no. 3, pp. 561–573, May 1999.
- [9] S. Ranta, M. Tavast, T. Leinonen, R. Epstein, and M. Guina, “Narrow linewidth 1118/559 nm VECSEL based on strain compensated GaInAs/GaAs quantum-wells for laser cooling of Mg-ions,” *Optical Materials Express*, vol. 2, no. 8, pp. 1011–1019, Aug 2012. [Online]. Available: <http://www.opticsinfobase.org/ome/abstract.cfm?URI=ome-2-8-1011>
- [10] L. Fan, M. Fallahi, J. T. Murray, R. Bedford, Y. Kaneda, A. R. Zakharian, J. Hader, J. V. Moloney, W. Stolz, and S. W. Koch, “Tunable high-power high-brightness linearly polarized vertical-external-cavity surface-emitting lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 88, no. 2, pp. 021 105–021 105–3, Jan 2006.

- [11] S. Mogg, N. Chitica, G. Plaine, and M. Hammar, “Absolute reflectance measurements by a modified cavity phase-shift method,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 73, no. 4, p. 1697, 2002.
- [12] S. Ranta, T. Hakkarainen, M. Tavast, J. Lindfors, T. Leinonen, and M. Guina, “Strain compensated 1120 nm GaInAs/GaAs vertical external-cavity surface-emitting laser grown by molecular beam epitaxy,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 335, no. 1, pp. 4 – 9, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S002202481100738X>
- [13] B. G. Streetman and S. K. Banerjee, *Solid State Electronic Devices*, 6th ed. New Jersey: Pearson Prentice Hall, 2006.
- [14] “Cubic crystal system,” May 2013, kuvalle annettu oikeudet julkiseen käyttöön. [Online]. Available: <http://en.wikipedia.org/wiki/File:Sphalerite-unit-cell-depth-fade-3D-balls.png>
- [15] J. Riikonen, M. Hirsimäki, and J. Valjakka, *Fysiikan työt II opintomoniste*, November 2007.
- [16] H. P. Myers, *Introductory solid state physics*, 2nd ed. Taylor & Francis, 1997.
- [17] P. A. Tipler and R. A. Llewellyn, *Modern physics*, 4th ed. New York: W.H. Freeman, 2003.
- [18] Y. H. Lee, B. Tell, K. Brown-Goebeler, J. L. Jewell, and J. V. Hove, “Top-surface-emitting GaAs four-quantum-well lasers emitting at 0.85  $\mu\text{m}$ ,” *Electronics Letters*, vol. 26, pp. 710–711, May 1990. [Online]. Available: [http://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el\\_19900463](http://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_19900463)
- [19] F. Koyama, “Recent advances of VCSEL photonics,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 12, pp. 4502–4513, Dec 2006.
- [20] H. K. Choi and C. A. Wang, “InGaAs/AlGaAs strained single quantum well diode lasers with extremely low threshold current density and high efficiency,” *Applied Physics Letters*, vol. 57, no. 4, 1990.
- [21] S. Hoogland, S. Dhanjal, A. C. Tropper, J. S. Roberts, R. Haring, R. Paschotta, F. Morier-Genoud, and U. Keller, “Passively mode-locked diode-pumped surface-emitting semiconductor laser,” *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 12, no. 9, pp. 1135–1137, Sept 2000.
- [22] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson, and A. Y. Cho, “Quantum cascade laser,” *Science*, vol. 264, no. 5158, pp. 553–556, 1994. [Online]. Available: <http://www.sciencemag.org/content/264/5158/553.abstract>



- [23] T. Leinonen, S. Ranta, M. Tavast, M. Guina, and R. J. Epstein, “Narrow linewidth 1120 nm semiconductor disk laser based on strain compensated GaInAs quantum wells,” in *Lasers, Sources, and Related Photonic Devices*. Optical Society of America, 2012, p. AW4A.18. [Online]. Available: <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=ASSP-2012-AW4A.18>
- [24] M. Opel, “Spintronic oxides grown by laser-MBE,” *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 45, no. 3, p. 033001, 2012. [Online]. Available: <http://stacks.iop.org/0022-3727/45/i=3/a=033001>
- [25] J. W. Matthews and A. E. Blakeslee, “Defects in epitaxial multilayers: I. Misfit dislocations,” *Journal of Crystal Growth*, vol. 27, no. 0, pp. 118 – 125, 1974. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022024874800552>
- [26] J. E. Ayers, *Heteroepitaxy of Semiconductors - Theory, Growth, and Characterization*, 1st ed. Boca Raton, Fla: CRC Press, 2007.
- [27] D. C. Houghton, M. Davies, and M. Dion, “Design criteria for structurally stable, highly strained multiple quantum well devices,” *Applied Physics Letters*, vol. 64, no. 4, 1994.
- [28] E. Bauer, “Phänomenologische theorie der kristallabscheidung an oberflächen,” *Zeitschrift für Kristallographie*, vol. 110, p. 372, 1958.
- [29] F. C. Frank and J. H. V. d. Merve, “One-dimensional dislocations,” *Proceedings of the Royal Society A*, vol. 198, 1949.
- [30] M. Borgström, “Epitaxial growth, processing and characterization of semiconductor nanostructures,” Ph.D. dissertation, Lund University, 2003.
- [31] I. N. Stranski and L. Krastanow, “Zur theorie der orientierten ausscheidung von ionenkristallen aufeinander,” *Monatshefte für Chemie und verwandte Teile anderer Wissenschaften*, vol. 71, no. 1, pp. 351–364, 1937. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1007/BF01798103>
- [32] D. L. Huffaker, G. Park, Z. Zou, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe, “1.3  $\mu\text{m}$  room-temperature GaAs-based quantum-dot laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 73, no. 18, 1998.
- [33] E. U. Rafailov, M. A. Cataluna, and W. Sibbett, “Mode-locked quantum-dot lasers,” *Nature Photonics*, vol. 1, pp. 395–401, 2007. [Online]. Available: <http://www.nature.com/nphoton/journal/v1/n7/abs/nphoton.2007.120.html#abs>

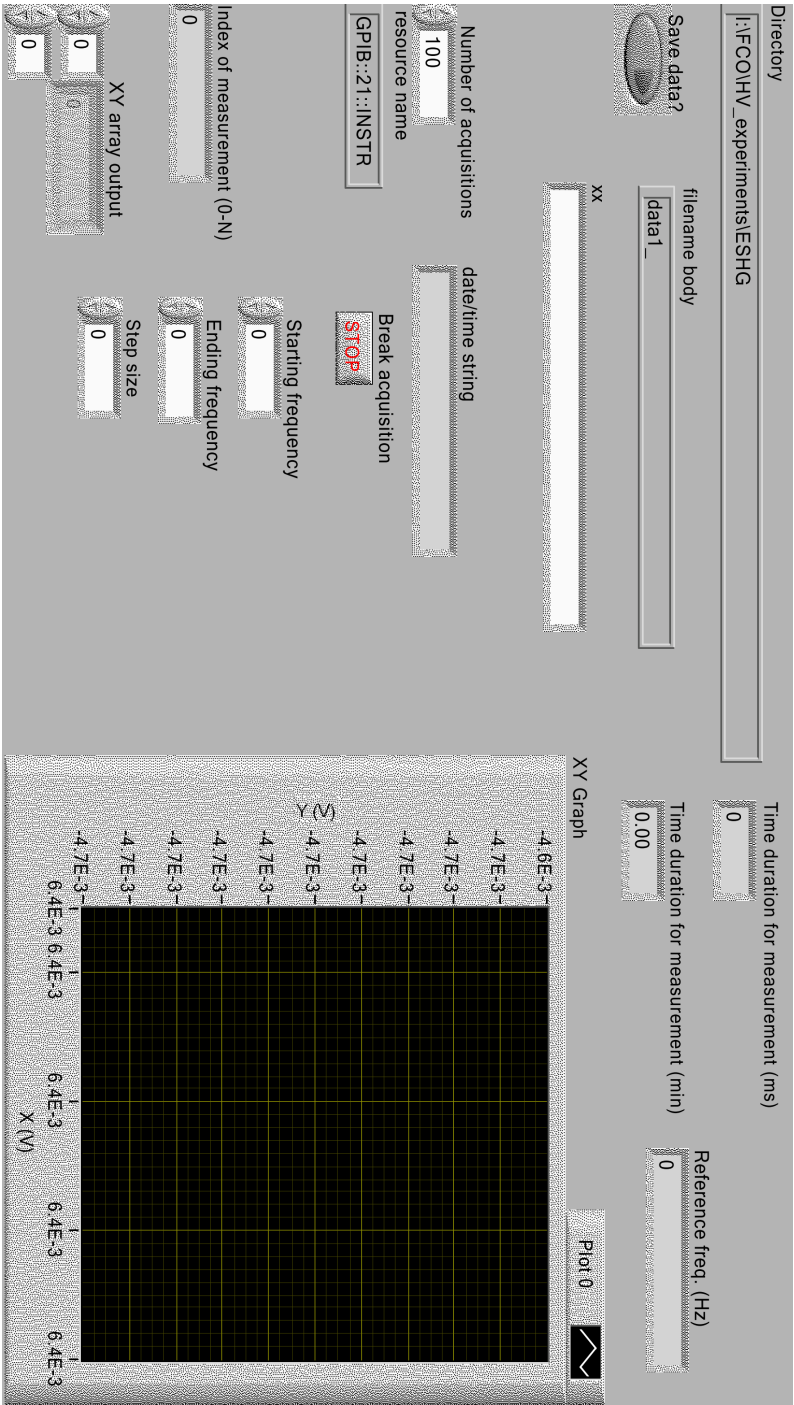
- [34] M. Volmer and A. Weber, *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, vol. 198, no. 119, p. 277, 1926.
- [35] D. J. Dunstan, “Strain and strain relaxation in semiconductors,” *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, vol. 8, no. 6, pp. 337–375, 1997. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1023/A%3A1018547625106>
- [36] O. Svelto, *Principles of Lasers*, 5th ed. Berlin, Heidelberg: Springer, 2010.
- [37] W. T. Silfvast, *Laser Fundamentals*, 2nd ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2004.
- [38] J. L. Jewell, J. P. Harbison, A. Scherer, Y. H. Lee, and L. T. Florez, “Vertical-cavity surface-emitting lasers: Design, growth, fabrication, characterization,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, no. 6, pp. 1332–1346, Jun 1991.
- [39] F. Koyama, S. Kinoshita, and K. Iga, “Room-temperature continuous wave lasing characteristics of a GaAs vertical cavity surface-emitting laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 55, no. 3, 1989.
- [40] F. H. Peters, M. G. Peters, D. B. Young, J. W. Scott, B. J. Thibeault, S. W. Corzine, and L. A. Coldren, “High-power vertical-cavity surface-emitting lasers,” *Electronics Letters*, vol. 29, pp. 200–201, January 1993. [Online]. Available: [http://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el\\_19930134](http://digital-library.theiet.org/content/journals/10.1049/el_19930134)
- [41] W. B. Jiang, S. R. Friberg, H. Iwamura, and Y. Yamamoto, “High powers and subpicosecond pulses from an external-cavity surface-emitting InGaAs/InP multiple quantum well laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 58, no. 8, 1991.
- [42] W. B. Jiang, R. Mirin, and J. E. Bowers, “Mode-locked GaAs vertical cavity surface emitting lasers,” *Applied Physics Letters*, vol. 60, no. 6, 1992.
- [43] J. E. Hastie, L. G. Morton, A. J. Kemp, M. D. Dawson, A. B. Krysa, and J. S. Roberts, “Tunable ultraviolet output from an intracavity frequency-doubled red vertical-external-cavity surface-emitting laser,” *Applied Physics Letters*, vol. 89, no. 6, pp. 061 114–061 114–3, Aug 2006.
- [44] E. Kantola, T. Leinonen, S. Ranta, M. Tavast, and M. Guina, “High-efficiency 20 W yellow VECSEL,” *Optics Express*, vol. 22, no. 6, pp. 6372–6380, Mar 2014. [Online]. Available: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-22-6-6372>
- [45] S. Ranta, M. Tavast, T. Leinonen, N. Van Lieu, G. Fetzer, and M. Guina, “1180 nm VECSEL with output power beyond 20 W,” *Electronics Letters*, vol. 49, no. 1, pp. 59–60, 2013.

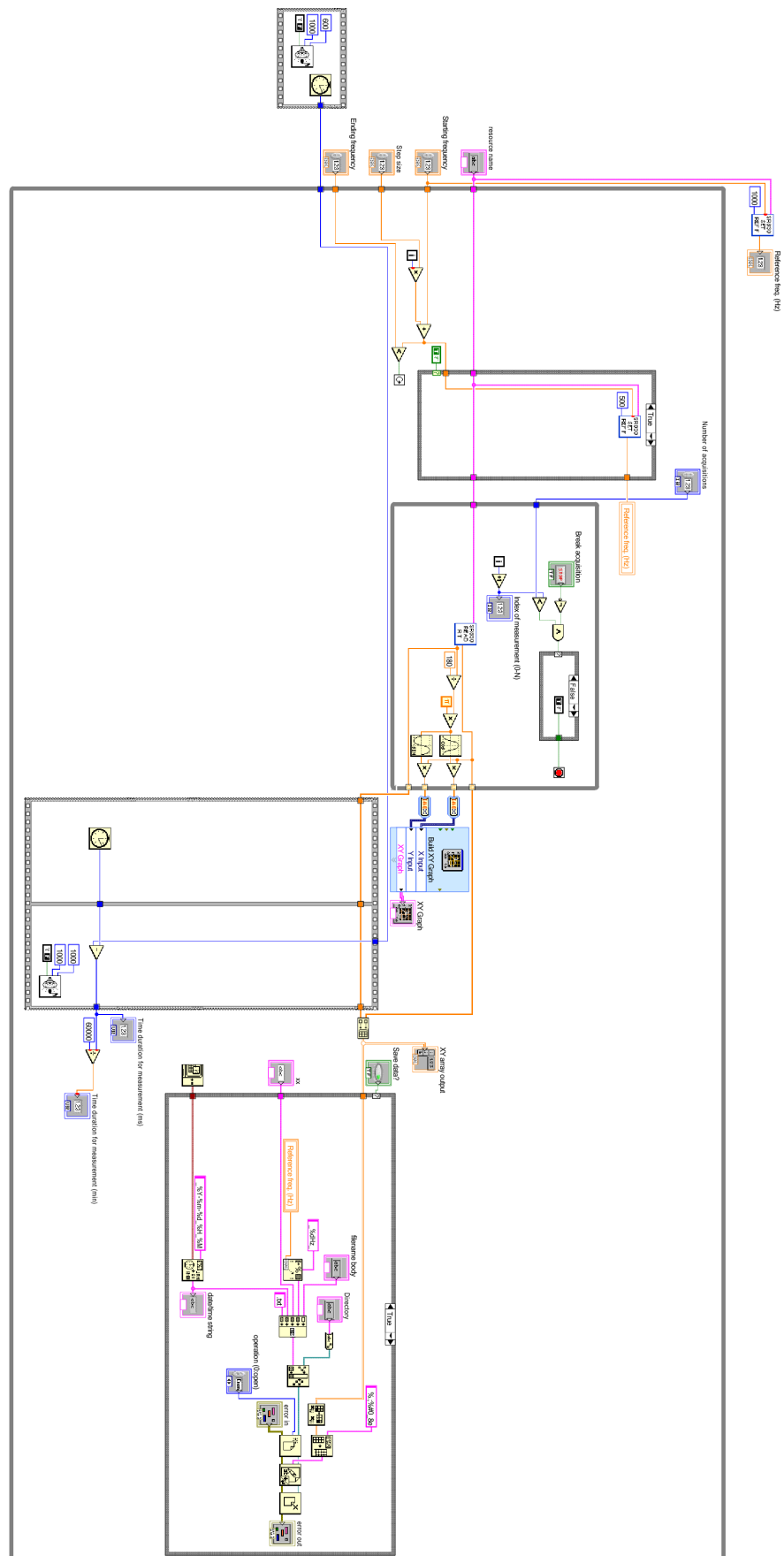
- [46] M. H. MacDougal, P. D. Dapkus, V. Pudikov, H. Zhao, and G.-M. Yang, "Ultra-low threshold current vertical-cavity surface-emitting lasers with AlAs oxide-GaAs distributed Bragg reflectors," *Photonics Technology Letters, IEEE*, vol. 7, no. 3, pp. 229–231, March 1995.
- [47] O. G. Okhotnikov, *Semiconductor Disk Lasers - Physics and Technology*. New York: John Wiley & Sons, 2010.
- [48] D. I. Babic and S. W. Corzine, "Analytic expressions for the reflection delay, penetration depth, and absorptance of quarter-wave dielectric mirrors," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 28, no. 2, pp. 514–524, 1992.
- [49] R. F. Farrow, *Molecular beam epitaxy - applications to key materials*. Zagreb: William Andrew, 1995.
- [50] E. Kuphal, "Liquid phase epitaxy," *Applied Physics A*, vol. 52, no. 6, pp. 380–409, 1991. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1007/BF00323650>
- [51] W. Lee, M.-C. Jeong, and J.-M. Myoung, "Catalyst-free growth of ZnO nanowires by metal-organic chemical vapour deposition (MOCVD) and thermal evaporation," *Acta Materialia*, vol. 52, no. 13, pp. 3949 – 3957, 2004. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1359645404002721>
- [52] M. A. Herman, *Molecular Beam Epitaxy - Fundamentals and Current Status*, softcover reprint of the original 1st ed. 1989 ed. London: Springer London, Limited, 2012.
- [53] E. D. Palik, *Handbook of Optical Constants of Solids*. Amsterdam, Boston: Academic Press, 1998.
- [54] M. H. M. Reddy, T. Asano, R. Koda, D. A. Buell, and L. A. Coldren, "Molecular beam epitaxy-grown AlGaInAs/InP distributed Bragg reflectors for 1.55  $\mu\text{m}$  VCSELs," *Electronics Letters*, vol. 38, no. 20, pp. 1181–1182, 2002.
- [55] M. M. Uribe, C. E. M. Oliveira, J. H. Clerice, R. S. Miranda, M. B. Zakia, M. M. G. Carvakho, and N. B. Patel, "Measurement of refractive index of GaSb (1.8 to 2.56  $\mu\text{m}$ ) using a prism," *Electronics Letters*, vol. 32, no. 3, pp. 262–264, 1996.
- [56] R. E. Fern and A. Onton, "Refractive index of AlAs," *Journal of Applied Physics*, vol. 42, no. 9, 1971.
- [57] V. Lakshminarayanan, *Handbook of Optics, Third Edition Volume IV: Optical Properties of Materials, Nonlinear Optics, Quantum Optics (set)*, 3rd ed. Madison: McGraw Hill Professional, 2009.

- [58] V. Sanders, “High-precision reflectivity measurement technique for low-loss laser mirrors,” *Applied Optics*, vol. 16, no. 1, pp. 19–20, Jan 1977. [Online]. Available: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-16-1-19>
- [59] J. M. Herbelin, J. A. McKay, M. A. Kwok, R. H. Ueunten, D. S. Urevig, D. J. Spencer, and D. J. Benard, “Sensitive measurement of photon lifetime and true reflectances in an optical cavity by a phase-shift method,” *Applied Optics*, vol. 19, no. 1, pp. 144–147, Jan 1980. [Online]. Available: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-19-1-144>
- [60] H. E. BENNETT and W. F. KOEHLER, “Precision measurement of absolute specular reflectance with minimized systematic errors,” *Journal of the Optical Society of America*, vol. 50, no. 1, pp. 1–6, Jan 1960. [Online]. Available: <http://www.opticsinfobase.org/abstract.cfm?URI=josa-50-1-1>
- [61] C. Borgentun, J. Bengtsson, and A. Larsson, “Direct measurement of the spectral reflectance of OP-SDL gain elements under optical pumping,” *Optics Express*, vol. 19, no. 18, pp. 16 890–16 897, Aug 2011. [Online]. Available: <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=oe-19-18-16890>
- [62] C.-A. Berseth, A. Schönberg, O. Dehaese, K. Leifer, A. Rudra, and E. Kapon, “Experimental method for high-accuracy reflectivity-spectrum measurements,” *Applied Optics*, vol. 37, no. 28, pp. 6671–6676, Oct 1998. [Online]. Available: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-37-28-6671>
- [63] G. Woan, *The Cambridge Handbook of Physics Formulas*, 6th ed. New York: Cambridge University Press, 2006.
- [64] M. Abramowitz and I. A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions - with Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*. Mineola, New York: Courier Dover Publications, 2012.
- [65] M. A. Kwok, J. M. Herbelin, and R. H. Ueunten, “Cavity phase shift method for high reflectance measurements at mid-infrared wavelengths,” *Optical Engineering*, vol. 21, no. 6, pp. 216 979–216 979–, 1982. [Online]. Available: <http://dx.doi.org/10.1117/12.7973018>
- [66] A. O’Keefe and D. A. G. Deacon, “Cavity ring-down optical spectrometer for absorption measurements using pulsed laser sources,” *Review of Scientific Instruments*, vol. 59, no. 12, 1988.
- [67] “Datasheetcatalog.com: Hamamatsu,” January 2014. [Online]. Available: <http://pdf.datasheetcatalog.com/datasheet/hamamatsu/G8376-02.pdf>

- [68] “Femto: Variable gain high speed current amplifier DHPCA-100,” January 2014. [Online]. Available: [http://www.femto.de/images/pdf-dokumente/de-dhpca-100\\_r9.pdf](http://www.femto.de/images/pdf-dokumente/de-dhpca-100_r9.pdf)
- [69] L. A. Coldren, S. W. Corzine, and M. L. Mashanovitch, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. New York: John Wiley & Sons, 2012.
- [70] S. Franco, *Design with Operational Amplifiers and Analog Integrated Circuits*, 3rd ed. New York: McGraw-Hill Education, 2003.

A. LABVIEW-OHJELMA





Starting frequency

0

Frequency

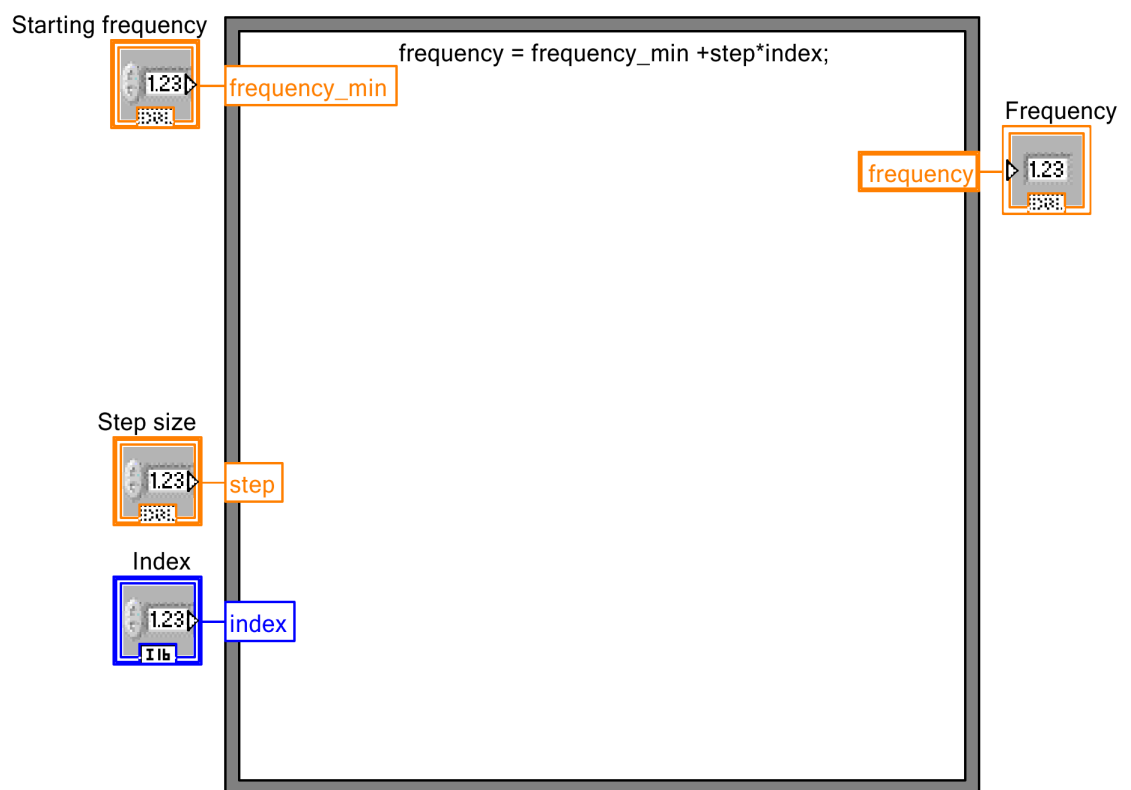
0

Step size

0

Index

0





resource name

GPIO::2::INSTR

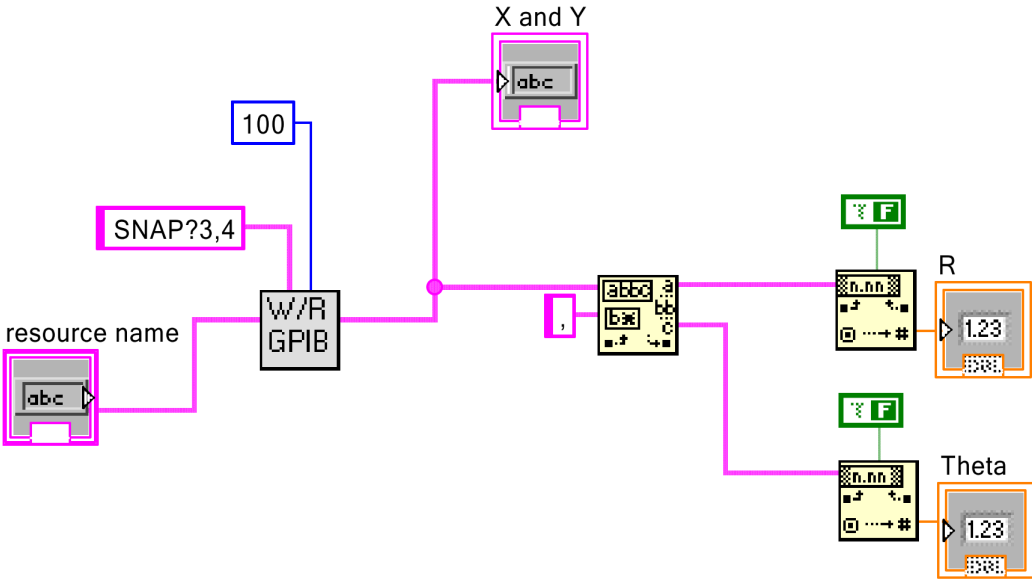
X and Y

R

0

Theta

0



milliseconds to wait

0

resource name

GPIO::21::INSTR

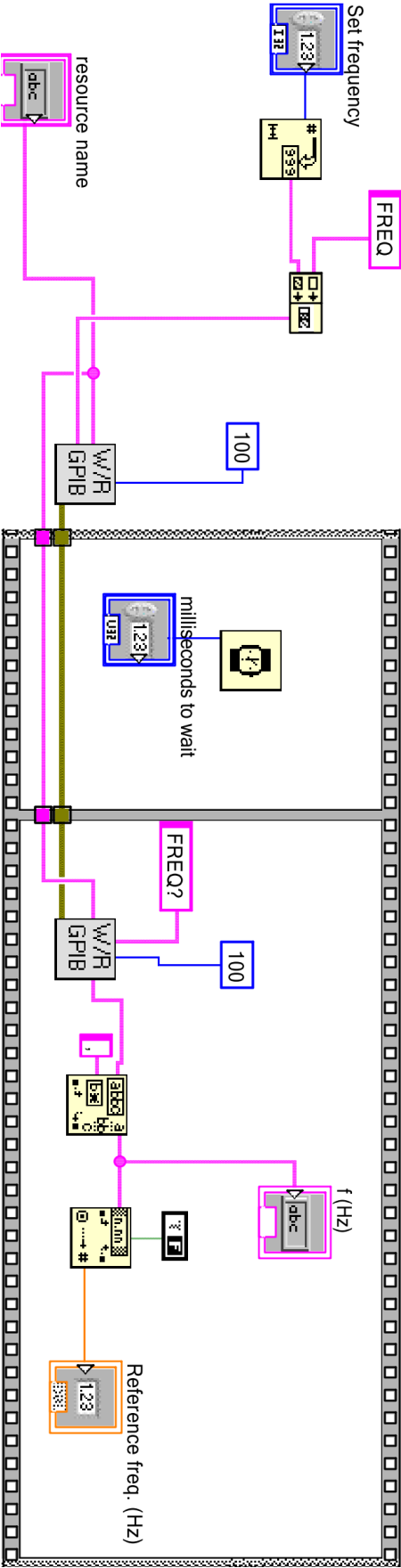
Set frequency

10000

f (Hz)

Reference freq. (Hz)

0



## B. MATLAB-OHJELMA

```
clear all
```

```
%Alkuarvojen asettaminen.
```

```
d = 0.219 %Aseta kaviteetin pituus metreinä.
```

```
R1 = 1 %Referenssipeilin heijastuvuus. Jos R1=1, niin tuloksena saadaan kaviteetin heijastavuus.
```

```
%Valitaan käytettävät tiedostot. Ensin valitaan kaviteetti ja seuraavana referenssi-reitti. Tiedostot pitää valita järjestyksessä viimeisestä ensimmäiseen.
```

```
[filename_cav,pathname_cav] = uigetfile( '.txt','Choose cavity files','MultiSelect','on');  
[filename_ref,pathname_ref] = uigetfile( '.txt','Choose reference files','MultiSelect','on');
```

```
%Varmistaa, että molempia tiedostoja valittiin yhtä monta.
```

```
if (length(filename_cav)~=length(filename_ref))  
    finish  
end
```

```
%Silmukka, joka tehdään kaikille valituille tiedostoille.
```

```
for i=1:length(filename_cav)
```

```
    %Haetaan tiedostoista data matriiseihin data_cav ja data_ref.
```

```
    data_cav=load([pathname_cav,char(filename_cav(i))]);
```

```
    data_ref=load([pathname_ref,char(filename_ref(i))]);
```

```
    %Kaivetaan tiedostonimestä taajuus, joka on ensimmäisen _-merkin ja Hz:tan välissä.
```

```
    %Etsii _-viivat, vektorin ensimmäinen alkio on kiinnostava
```

```
    k1 = strfind(filename_cav{i},'_');
```

```
    k2 = strfind(filename_cav{i},'Hz'); %Etsii Hz-merkkijonon
```

```
    %Taajuuden indeksit tiedostonimessä.
```

```
    hz1 = k1(1)+1;
```

```
    hz2 = k2-1;
```

```

    %Tallennetaan taajuuudet vektoriin f.
    filename_temp=filename_cav{i};
    f(i) = str2num(filename_temp(hz1:hz2));

    %Theta-kulmat ovat matriisin toinen sarake.
    theta_cav = data_cav(:,2);
    theta_min_cav(i) = min(theta_cav);
    theta_max_cav(i) = max(theta_cav);
    theta_dev_cav(i) = std(theta_cav); %Keskihajonta.
    theta_ave_cav(i) = mean(theta_cav); %Keskiarvo, tätä käytetään laskuissa.

    theta_ref = data_ref(:,2);
    theta_min_ref(i) = min(theta_ref);
    theta_max_ref(i) = max(theta_ref);
    theta_dev_ref(i) = std(theta_ref); %Keskihajonta.
    theta_ave_ref(i) = mean(theta_ref); %Keskiarvo.

    %Vaihe-ero.
    delta_theta(i) = theta_ave_cav(i)-theta_ave_ref(i);

    %Apumuuttuja heijastuvuuden laskemista varten.
    z(i) = tan(delta_theta(i)*pi/180)/((4*pi*f(i)*d)/(2.998e8));

    %Kaviteetin kokonaisheijastuvuus.
    R(i) = z(i)/(1+z(i));

    %Peilin R2 heijastuvuus. Mikäli R1=1, niin tämä on kaviteetin heijastavuus.
    R2(i) = R(i)/R1;

end

f
R2

%Piirretään kuvaajaan mitattujen vaiheiden keskiarvot sekä keskihajonnat taajuuden funktiona.
figure(11)
plot(f,theta_ave_cav,'ko', f,theta_ave_cav-theta_dev_cav,'k^', f,theta_ave_cav + theta_dev_cav,'kv', f,theta_ave_ref,'bx', f,theta_ave_ref - theta_dev_ref,'b^', f, theta_ave_ref + theta_dev_ref,'bv')
xlabel('Frequency (kHz)')
ylabel('Vaihe (astetta)')

```

*%Piirretään vaihe-ero taajuuden funktiona.*

```
figure(12)
plot(f/1e3,delta_theta,'ko')
xlabel('Frequency (kHz)')
ylabel('Phase difference (deg)')
```

*%Piirretään laskettu peilin R2 heijastus taajuuden funktiona.*

```
figure(15)
plot(f/1e3,R2*100,'kx')
xlabel('Frequency (kHz)')
ylabel('Reflectivity (%)')
```

*%Piirretään laskettu peilin R2 heijastus mittauskertojen funktiona. Tätä tarvitaan, mikäli on tehty monta mittausta samalla taajuudella.*

```
figure(16)
plot(R2*100,'kx')
xlabel('Measurement')
ylabel('Reflectivity (%)')
```

```
delta_theta
R2_ave = mean(R2)
R2_dev = std(R2)
```